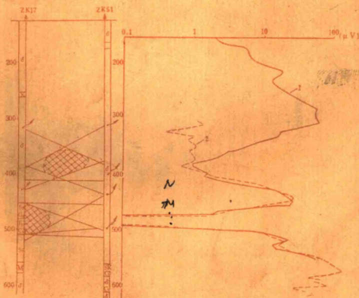
高等学校教材

钻孔地球物理勘探

蔡柏林 主编



地质出版社

统一书号：13038·教

定　　价：　1.55　元

高等学校教材

钻孔地球物理勘探

蔡柏林　主编

地质出版社

*　　*　　*

本书经佟文琪主审，经地矿部钻井地球物理编审委员会于1984年9月召开的第四次教材编审委员会审定，同意作为高等学校教材出版。

*　　*　　*

高等学校教材

钻孔地球物理勘探

蔡柏林　主编

•

责任编辑：刘金意

地质出版社出版

（北京西四）

妙峰山印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本：787×1092 1/16　印张：9 3/4　字数：224,000

1986年9月北京第一版·1986年9月北京第一次印刷

印数：1—2,670册　　定价：1.55元

统一书号：13038·教256

前 言

钻孔地球物理勘探，简称井中物探，主要用来解决井周围的地质问题，其探测范围为几十米至几百米。原则上所有的地面物探方法都可应用于井中，但近二十多年来，国内外实际应用于生产并已取得一定地质效果的只是磁法和电法，其中如井中三分量磁测，井中电阻率法，自然电场法，激发极化法，低频电磁法以及钻孔电磁波法等。近年来，井中脉冲电磁法，井中声透视，井中压电法和一些井中电化学活动性方法(如接触极化曲线法等)也获得了发展。井中重力测量，用来寻找井周围致密金属矿(如富铜矿、磁铁矿、铬矿等)看来是很有前景的，但由于已制成的井中重力仪的外径过大(11—15cm)所以在金属矿钻孔中的应用受到限制。至于井中地震法，则尚需进行一定的试验研究，才能确定适合于固体矿产普查勘探的方法技术和仪器设备。

井中物探方法的突出优点是可以把场源或测量装置通过钻孔放入地下深处，使其接近探测对象。再则它研究的是地下全空间的物理场的分布特征，可以从不同高度和方位对被探测对象进行观测，因而增大了有用信息份量，减小了地表种种干扰因素，所以它发现深部矿的能力往往比地面物探方法要大。在固体矿产普查勘探中，合理地应用井中物探方法，可在验证地面物化探异常，普查评价矿区远景阶段和勘探阶段发挥显著的作用；诸如发现井周、井底盲矿，确定其空间位置(埋深、离井距离、方位)、形状，产状，追索和圈定矿体或矿化带范围，研究钻孔间矿体的连续性等。藉此，可用它来指导钻进，合理地布置钻孔网。因此它是一种有效而又经济的普查勘探手段。

本书系高等地质院校应用地球物理学专业教材，也可供地球物理勘探工程技术人员使用。在本书中对国内常用的或具有发展前景的井中物探方法理论，工作方法技术及成果解释应用作了较系统的叙述。

本书由蔡柏林主编，黄南晖编写第三章、王惠濂编写第四、第五两章。全书由长春地质学院佟文琪审订。在编写过程中，吴以仁、黄智辉、徐顺、肖慈询、周小翠等同志提出了许多宝贵意见，谨致谢意。并希读者对书中不足之处给予批评指正。

编 者

1985年5月

目　　录

前　言
第一章　井中激发极化法……1
第一节　地-井工作方式……1
一、地-井方式的工作方法技术……1
二、地-井方式的背景场和使用参数……3
三、地-井方式的正反演问题……6
四、应用实例……13
第二节　井-地工作方式……16
一、井-地剖面测量……17
二、井-地激电测深……24
第三节　井中电对比法……25
一、井间矿层的电对比理论……26
二、井间低阻和高阻岩矿层的电相关性……29
三、井间低阻和高阻岩矿层的电不相关性……31
思考题……33
参考文献……33
第二章　井中三分量磁测……34
第一节　地球磁场和岩矿石磁性……34
一、地球磁场……34
二、岩矿石的磁性……35
第二节　井中测磁原理……36
一、测量系统的定向问题……36
二、测磁原理……37
第三节　仪器和野外工作方法技术……40
一、JSZ型井中三分量磁力仪……40
二、野外工作方法技术……41
三、资料整理及成果图示……43
第四节　井中三分量磁测的成果解释……46
一、两种磁性介质分界面处和有限厚磁性层上的磁场……47
二、若干规则形态磁性体的正反演问题……50
三、研究磁性体产状的方法……72
思考题……74
参考文献……74
第三章　井中低频电磁法……75
第一节　方法的理论基础……75

一、均匀无限介质中低频磁偶极子的场……75
二、二次场的频率特性……79
三、二次场异常曲线的变化规律……81
第二节 模型实验……84
一、偶极剖面法……84
二、回线法……88
第三节 井场测量的仪器……90
第四节 井中低频电磁法在金属矿床上的应用……92
一、前提条件和能解决的地质任务……92
二、技术条件的选择……92
三、应用实例……94
思考题……95
参考文献……95
第四章 钻孔电磁波法……96
第一节 理论基础……96
一、振动与波……96
二、均匀无限岩石介质中的波……97
三、非均匀岩石介质中的波……101
第二节 方法技术……121
一、测量原理……121
二、仪器原理……123
三、工作技术及解释……125
第三节 方法应用……131
一、钻孔电磁波法在金属矿上的应用……131
二、钻孔电磁波法在水文，工程上的应用……135
三、电磁波法在煤矿井下的应用……137
思考题……139
参考文献……140
第五章 声透视法……141
第一节 方法的物理基础……141
一、脉动声球源的辐射……141
二、岩石中声波的吸收……142
第二节 工作方法和技术……145
一、探测原理和仪器原理……145
二、现场工作方法……146
第三节 应用……147
一、金属和非金属矿方面的应用……147
二、水文地质和工程地质方面的应用……148
思考题……149
参考文献……149

第一章　井中激发极化法

井中激发极化法是地面激发极化法在井中的探测和应用，它们的基本原理是相同的。所以有关岩矿石激发极化机理等，本书中不再叙述，读者可参阅地面或井中激发极化法有关教科书和专著。

地面激发极化法由于种种原因其勘探深度受到一定限制。如在低阻厚覆盖的金属矿区，在目前的技术条件下，用它来探查深或小的金属矿体会十分困难，应用井中激发极化法就可弥补这一缺陷。因为它把供电或测量装置放入井中，使其接近矿体，以加强对矿体的激发，或使测量装置接近矿体，增大所观测的异常信号，并可能在矿体的不同高度和各个侧面进行探查。井中观测的另一优点是降低了地形影响，减少了覆盖层的不均匀性对结果的歪曲。异常强度增大，干扰因素降低，最终结果是增大了勘探深度，因此一般说，应用井中激发极化法发现深或小的金属矿体机会比地面探测的要大。

根据供电电极和测量电极位置不同(在地面或在井中)井中激发极化法可分为三种工作方式

1.地表-井中工作方式，简称地-井方式，它是将供电电极布置在地面，测量电极放入钻孔中，沿井深移动电极进行观测。

2.井中-地表工作方式，简称井-地方式，它是将供电电极A置于井中某一深度（或沿井深改变深度），B电极在地面为“无穷远”极，测量电极在地面，沿剖面(或固定于某一测点）进行观测。

3.井中-井中工作方式，简称井-井方式，它是将供电电极A置于一个钻孔中某一深度。B电极在地面为“无穷远”极，测量电极放入另一钻孔中沿井深进行观测。或将供电和测量电极组成电极系(或装置排列)，把其放入同一钻孔中，沿井深进行观测，激发极化测井即属此例。

实际工作中，以上几种工作方式是相互联系配合使用的，下面将逐一讨论。

第一节　地-井工作方式

地-井方式是井中激发极化法中目前所采用的主要工作方式，它能用来寻找井旁或井底盲矿，并确定矿体相对于钻孔的方位。

一、地-井方式的工作方法技术

供电电极A布置于地面距井口r处，或置于井口(直接用套管作A极$r=0$)，B极在“无穷远”，测量电极（用铅管制作成梯度排列）联结在测井电缆上，沿井深进行点测，如图1-1。

地-井方式特点在于，它利用钻孔使测量装置接近探测矿体，因而矿体引起的激电异常的观测值增大。为了确定井旁盲矿相对于钻孔的方位，地-井方式中通常采用方位测量，

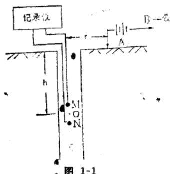


图 1-1

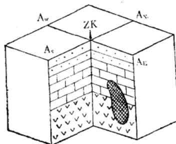


图 1-2

即将地面A极置于钻孔的不同方位，在井中进行逐次测量，如图1-2。

方位测量的实质是，由于A极方位的改变，不断的变化着对井旁盲矿的极化方向和极化强度，然后将各方位测量结果进行对比分析，根据激电异常值和曲线符号的变化特征，判定矿体相对于钻孔的方位。

进行地-井方式的施工程序是，在激电测井的基础上，首先进行套管接地（$r=0$）的地-井方式测量，借以发现井旁盲矿及其深度位置，了解钻孔电性剖面和提供背景值。当发现了井旁盲矿异常或在见矿孔中为了确定它的端部或延展富集方向，这时再进行方位测量。

地-井方式工作方法技术要点如下：

1. 为了发现井旁盲矿，取得背景值和便于对比，套管接地（$r=0$）的地-井方式应每孔必测。进行方位测量时，A极的方位数决定于研究的详细程度，但至少需在通过矿体的主剖面上有$r=0$，主方位（预计矿体所在方位），及反主方位三条地-井曲线，同时不同方位的r值应相等，以便对比解释。

2. 地-井方式激电异常幅值与A极距井口距离r大小有关，图1-3是r与井旁球体激电异常（参数η_s和ΔV_2^a）幅值间的关系曲线

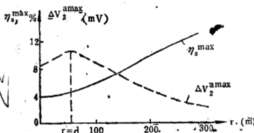


图 1-3

可以看出，对于参数ΔV_2^a曲线，仅当$r=d$（d为球体中心距井的距离，计算时设为50m）时异常最明显。而对于η_s说，由于r增大时极化场强衰减速度比二次场要大得多，故η_s异常随r增大而增加。因此，当选择η_s为测量参数时，在能保持读数精度条件下应尽可能选用大r值。此外，为了便于将主、反方位曲线进行对比，所选用的r值应大于预计盲矿距井的距离，在目前国内使用的供电和测量仪器装备条件下，一般可选用$r=100\sim300$m。

3. 无穷远极B距井口距离必须足够大，距离过小会影响勘探深度和探测范围，并使异常曲线发生畸变，以致造成推断解释上的错误；距离过大又会给工作造成不必要麻烦。当测量采用梯度装置时，可用下式近似的估算无穷远极B距井口的距离r_B。

$$r_B=\sqrt{\frac{1}{\sigma^{2/3}}\left[\left(\frac{r_A}{h}\right)^2+1\right]-1}\cdot h \tag{1.1}$$

式中　σ是由于B极为非无穷远而造成的允许误差（可取$\sigma=5—10\%$），h为测量井深，r_A是A极距井口距离，例如，选定$r_A=100$m，井深$h=200$m，取$\sigma=5—10\%$，则r_B约400m左右。同时B极应布置在远离矿化带所在方向上。

4. 测量装置采用梯度排列时，MN距选得大一些会给测量带来方便，并能减小井壁局部不均匀影响，但会使外来电干扰增大。不过MN距离不得超过最小目的层的假厚度，否则会使异常曲线发生严重畸变，一般MN距离可采用5—10m，测点距可等于MN距离。

二、地-井方式的背景场和使用参数

同一般物探方法一样，井中激发极化法的异常场也是相对于非矿围岩的正常背景而言的，因此研究非矿围岩的背景场对于区分矿体异常有着重要意义。地-井方式的背景场的分布，比地面激电要复杂些，这是因为它的作用场是点源场，测线（即井轴）相对于A极可以处在不同的方位位置。

1. 均匀半空间地-井方式的背景场

这是一种简单情况的背景场，设地下充满电阻率为ρ_1，极化率为η_1的均匀岩石，忽略井径的影响（因为测量电极MN的间距大大超过井径），A极布置在距地面井口距离为r处，B极在"无穷远"，并假定地面水平，钻孔倾斜，其倾角为δ（或钻孔垂直，地面倾斜坡度角为δ），A极布置在井斜一侧（或坡下方）如图1-4。

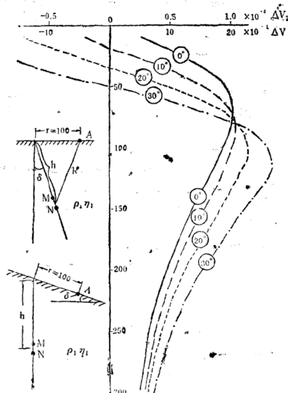


图 1-4

这时很容易得到MN电极间的一次电位差为

$$\Delta V_1=\frac{I\rho_1}{2\pi}\frac{h-r\sin\delta}{(h^2+r^2-2rh\sin\delta)^{3/2}}\cdot\overline{MN} \quad (1.2)$$

根据计算体积极化场的等效电阻率法，可得到MN电极间极化场电位差

$$\Delta V=\frac{I\rho_1}{2\pi}\frac{1}{1-\eta_1}\frac{h-r\sin\delta}{(h^2+r^2-2rh\sin\delta)^{3/2}}\cdot\overline{MN} \quad (1.3)$$

因而二次场电位差为

$$\Delta V_2=\Delta V-\Delta V_1=\frac{I\rho_1}{2\pi}\frac{\eta_1}{1-\eta_1}\frac{h-r\sin\delta}{(h^2+r^2-2rh\sin\delta)^{3/2}}\cdot\overline{MN} \quad (1.4)$$

由公式(1.3)和(1.4)得出视极化率为

$$\eta_s=\frac{\Delta V_2}{\Delta V}100\%=\eta_1 \quad (1.5)$$

这就是说，在均匀半空间的钻孔中，地-井方式所得的视极化率η_s等于非矿围岩的真极化率η_1，它不会仅仅由于钻孔倾斜或地形起伏影响而出现假异常。

从(1.3)和(1.4)式可以看出，ΔV和ΔV_2之间数值上仅差η_1倍，其曲线形状则是相同的，图1-4是当$\delta=0°$，10°，20°和30°时的ΔV（或ΔV_2）曲线，从这些曲线可见，即使是均匀介质，ΔV（或ΔV_2）曲线也不平稳，其曲线形态与钻孔倾斜和地形起伏等因素有关，在$h=\frac{r}{\sqrt{2}}$深度，ΔV（或ΔV_2）曲线出现极大值，在$h=r\sin\delta$深度，ΔV(或ΔV_2)均为零值。在该点η_s变为没有意义的不定值，产生脱节（即出现大正大负）使η_s曲线复杂化而造成解释困难。如果钻孔是直孔（$\delta=0°$）或A极布置在井斜反侧（或坡上方），这时ΔV（或ΔV_2）曲线沿井深都是正值，不再出现过零点现象，η_s脱节点消失。

在实际工作中为了避免η_s脱节这个缺陷，通常还采用二次电位差异常ΔV_2^a和视激电率G_s两个参数

$$\Delta V_2^a=\Delta V_2-\eta_B\Delta V \quad (1.6)$$

式中　ΔV_2是每一测点实测的二次电位差（它是矿体和非矿围岩二次电位差之叠加），ΔV为实测的极化场电位差，η_B是非矿围岩视极化率的平均值，即背景值。当井旁无矿体存在，仅是均匀岩石时，$\eta_B=\eta_1$。在地下为均匀岩石时，由公式(1.3)和(1.4)可见，ΔV_2^a恒等于零。当井旁存在矿体时，ΔV_2^a为矿体"二次电位差纯异常值"。ΔV_2^a参数受岩矿石电阻率的影响，同时还与A极至测点距离R和供电电流I的大小有关，这是一缺点。这一点在套管接地的地-井方式中表现得最明显，在钻孔浅部由于测点距套管很近，ΔV很强（1.6式中被减数很大），而使ΔV_2^a出现大负值的假象。为了避免这一缺点，有时使用视激电率G_s

$$G_s=K\frac{\Delta V_2}{I}\ (\Omega\cdot m) \quad (1.7)$$

式中　ΔV_2是每一点实测的二次场电位差，I是供电电流强度，K是装置系数。在地-井方式中当MN间距离比A极至井中测点距离R足够小时，($\frac{\overline{MN}}{R}\leqslant 0.4$)

$$K=2\pi R^2=2\pi(h^2+r^2) \quad (1.8)$$

式中　h是测点深度，r是A距井口距离，由于视激电率G_s考虑了距离R和供电电流I的

影响，故能更好的反映激电异常，特别是对高阻高极化的探测对象。

2. 两层介质地-井方式的背景场

在实际工作中，往往会碰到两层介质的情况，例如，在非矿围岩上覆盖了一层低阻低极化的浮土或氧化带，这种情况的地-井方式背景场比均匀非矿围岩的背景场要复杂些。为了简化起见，假设地下有两种水平接触的均匀岩石，其上层（如浮土，氧化带）的厚度为H，电阻率和极化率为ρ_1，η_1。下层（非矿围岩）无限延伸，其电阻率为ρ_2，极化率为η_2，并假定$\eta_2/\eta_1=10$，$H=50\text{m}$，$MN=10\text{m}$，$I=3000\text{mA}$，$\eta_B=\eta_2=0.01$，计算套管接地（$r=0$）时的η_s和ΔV_2^a理论曲线如图1-5。

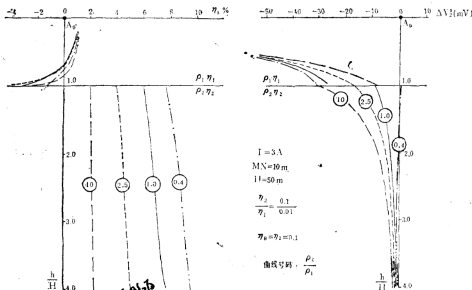


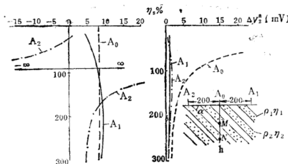
图 1-5

由图可见，在两层介质情况，地-井方式$r=0$的η_s曲线在分界而上将产生脱节，当MN电极自地表向分界面移动时，η_s曲线由上层介质极化率（1%）逐渐减小至零，并变成负值，其原因是随MN靠近分界面，由下层介质产生的负值二次场电位差迅速增大之故。ΔV_2^a曲线在分界面处亦出现小的脱节，在上层介质中ΔV_2^a的大负值是由于MN靠近A极，而使极化场电位差ΔV急剧增大造成的。低阻低极化覆盖层影响的明显特征是使η曲线出现正负区，并在分界面上产生大负值（脱节），而在非矿围岩上视极化率明显降低，ρ_2/ρ_1越大这种降低就越厉害，因而在低阻厚覆盖地区开展地-井方式工作时，常由于在井中观测读数很小，不能保证观测精度而受到限制。应该注意，由于成层界面影响造成的η_s曲线脱节，在方位测量时则会在各方位观测的η_s曲线上都呈现出来，这是识别这种影响的标志。

3. 各向异性介质的背景场

在实际工作中有时还会遇到地下岩石的电性具有方向性，即各向异性的情况。当地下介质为各向异性时，使地-井方式背景场更复杂化。假设地下介质由电阻率、极化率分别为ρ_1，η_1和ρ_2，η_2的两种等厚度薄层交错成层组成，岩层倾角为α，钻孔垂直并忽略井的

影响（见图1-6）。



$\frac{\rho_1}{\rho_2}=\frac{1000}{100}, \frac{\eta_1}{\eta_2}=\frac{0.02}{0.1}$ $\alpha=45°$ r=200m MN=10m

图 1-6

显然这时顺着岩层方向和垂直岩层面方向的电性是不同的，前者尤如一组电阻并联，后者则为串联。对于这样的介质，假定 $\alpha=45°$，对$r=0$，$r=\pm 200$的理论计算结果示于图1-6，从图中可以看出，当A极布置在岩层的反倾向一边时(A_2)，η_s由于ΔV过零而出现脱节，使曲线复杂化。该脱节点的深度h_∞与岩层倾角α，各向异性程度λ_e，以及A距井井距离r有关

$$h_\infty=\frac{(1-\lambda_e^2)\sin 2\alpha}{2(\sin^2\alpha+\lambda_e^2\cos^2\alpha)}\cdot r \tag{1.9}$$

当A极布置在井口(A_0)或岩层倾向一边(A_1)时，η_s曲线的形态都比较简单，且其视极化率值也接近于互层中高极化率层的极化率值。

与η_s曲线相比较，ΔV_2^a曲线的形态要简单得多，除A_0的ΔV_2^a曲线在浅部有明显的增大外，其它曲线都低而较平稳。由此可见，当矿体的围岩为各向异性时，应该综合η_s和ΔV_2^a（或G_s）几个参数进行解释，以便从复杂的各向异性背景场上区分出矿体异常。进行方位测量时，若只在一个方位上（排除钻孔倾斜或地形坡度影响，A极又布置在岩层反倾向方向一侧）出现η_s的脱节，它很可能是岩层各向异性引起的，这可作为一个识别标志。

三、地-井方式的正反演问题

实际中常用的地-井方式排列有以金属套管作为A极（$r=0$）的地-井方式和方位测量法两种。主要地质任务是：发现井旁盲矿，确定其相对于钻孔的方位；预报井底盲矿，估计其见矿深度，以便指导钻探布孔和钻进，提高见矿率。

1.发现井旁盲矿，确定其空间位置

现以井旁体极化板状体为例说明，实际呈脉状或单一层状产出的金属矿体都可用板状体模拟来讨论其激发极化二次场。板状体按其厚度$2b$与板中心距井距离d之间比例大小，可分厚板和薄板两种。$2b\ll d$时为薄板，否则是厚板。

研究体极化或面极化板状体的激发极化场的异常效应，现用的理论研究方法有以下两种：第一假定作用场是均匀场，板状体为均匀体极化二度体，并忽略地球-空气分界面影

响，这时可用电磁类比法获得激发极化二次场的解析解，并可获得较满意的地质解释。实际中只有当金属矿体埋深较大，沿走向和倾向其截面都较稳定，走向长度远大于矿体距井的距离，供电A极与井轴所在剖面通过矿体中部，矿体和围岩间电阻率差别不大时，上述假设条件才可满足。第二上述假设条件十分苛刻，实际工作中不可能完全满足。为了更接近实际，通常采用人造体极化或面极化板状体模型在水槽中进行物理模拟的方法研究其激发极化二次场的分布特征。近年来还发展了数值模拟方法。以下将着重叙述采用电磁类比法所获得的部分结果。

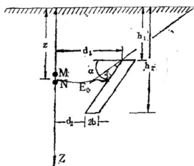


图 1-7

(1)井旁体极化厚板

根据电磁类比法可导出斜极化有限延伸倾斜二度厚板（厚度$2b$）的地-井方式ΔV_2^a表达式

$$\Delta V_2^a = K\left\{\cos\gamma\left[\mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d_1^2+2bd_1}-\mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_2)}{(z-h_2)^2+d_2^2+2bd_2}\right]+\frac{1}{2}\sin\gamma\left[\ln\frac{(z-h_1)^2+(d_1+2b)^2}{(z-h_1)^2+d_1^2}-\ln\frac{(z-h_2)^2+(d_2+2b)^2}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right]\right\}\cdot\overline{MN} \tag{1.10}$$

式中　K是与作用场场强、围岩及厚板的电阻率、厚板的激发极化特性有关的系数，其它符号的定义详见图1-7。

对于井旁斜极化直立有限延伸厚板，由于$d_1=d_2=d$，公式(1.10)可改写成：

$$\Delta V_2^a = K\left\{\cos\gamma\left[\mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d^2+2bd}-\mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_2)}{(z-h_2)^2+d^2+2bd}\right]+\frac{1}{2}\sin\gamma\left[\ln\frac{(z-h_1)^2+(d+2b)^2}{(z-h_1)^2+d^2}-\ln\frac{(z-h_2)^2+(d+2b)^2}{(z-h_2)^2+d^2}\right]\right\}\cdot\overline{MN} \tag{1.11}$$

若直立厚板尾端无限延伸，则在测量井段尾端的影响可忽略，公式(1.11)可进一步简化为

$$\Delta V_2^a = K\left[\cos\gamma\ \mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d^2+2bd}-\frac{1}{2}\sin\gamma\ \ln\frac{(z-h_1)^2+(d+2b)^2}{(z-h_1)^2+d^2}\right]\cdot\overline{MN} \tag{1.12}$$

对斜极化、向井倾斜、向上延伸很大的厚板，由于$d_1\gg d_2$，起主要作用的将是厚板的近井尾端，而其顶端影响则可忽略。公式(1.10)变为

$$\Delta V_2^a = K\left[\cos\gamma\ \mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_2)}{(z-h_2)^2+d_2^2+2bd_2}-\frac{1}{2}\sin\gamma\ \ln\frac{(z-h_2)^2+(d_2+2b)^2}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right]\cdot\overline{MN} \tag{1.13}$$

同理可写出离井倾斜、向下延伸很大($d_2\gg d_1$)厚板的ΔV_2^a表达式

$$\Delta V_2^a = K\left[\cos\gamma\ \mathrm{tg}^{-1}\frac{2b(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d_1+2bd_1}\right.$$

$$-\frac{1}{2}\sin\gamma\ \ln\frac{(z-h_1)^2+(2b+d_1)^2}{(z-h_1)^2+d_1^2}\Big]\cdot\overline{MN} \tag{1.14}$$

（2）井旁体极化薄板

薄板是$2b\ll d$时厚板的一种特例，因此斜极化有限延伸体极化倾斜薄板的ΔV_2^a表达式可用公式(1.10)简化求得。因为当$2b\ll d$时，公式中

$$\text{tg}^{-1}\frac{2b(z-h)}{(z-h)^2+d^2+2bd}=\frac{2b(z-h)}{(z-h)^2+d^2}$$

$$\ln\frac{(z-h)^2+d^2}{(z-h)^2+(d+2b)^2}=2\left(\frac{2bd}{(z-h)^2+d^2}\right)$$

简化后得

$$\Delta V_2^a=K\left\{\cos\gamma\left[\frac{(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d_1^2}-\frac{(z-h_2)}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right]\right.$$

$$\left.+\sin\gamma\left[\frac{d_1}{(z-h_1)^2+d_1^2}-\frac{d_2}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right]\right\}\cdot\overline{MN} \tag{1.15}$$

式中　K是与作用场场强、围岩及薄板电阻率和激发极化特性以及与厚度有关的系数；其它符号参看图1-7。

对向井倾斜、向上延伸很大的薄板，由于$d_1\gg d_2$，这时起主要作用的将是板的近井尾端，所以ΔV_2^a表达式可由(1.15)式进一步简化得出

$$\Delta V_2^a=-K\left[\cos\gamma\frac{(z-h_2)}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right.$$

$$\left.+\sin\gamma\frac{d_2}{(z-h_2)^2+d_2^2}\right]\cdot\overline{MN} \tag{1.16}$$

对离井倾斜向下延伸很大的薄板，由于$d_2\gg d_1$，这时起主要作用的将是板的近井顶端。同理可得

$$\Delta V_2^a=K\left[\cos\gamma\frac{(z-h_1)}{(z-h_1)^2+d_1^2}\right.$$

$$\left.+\sin\gamma\frac{d_1}{(z-h_1)^2+d_1^2}\right]\cdot\overline{MN} \tag{1.17}$$

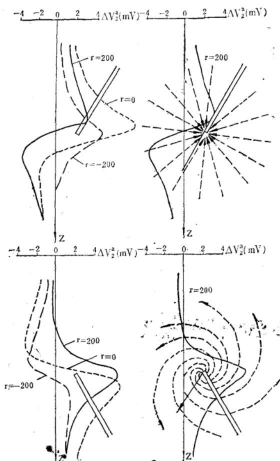


图 1-8

图1-8和图1-9分别是用公式(1.15)、(1.16)和(1.17)算得的有限延伸或无限延伸的体极化二度倾斜薄板的方位测量ΔV_2^a理论曲线。为了便于定性分析，还绘出了主方位上二次电流线的分布。由图中可见：

a.在大多数情况下，有限延伸或无限延伸倾斜薄板主方位($r=200$)的ΔV_2^a曲线均大体呈上正下负的“反S形”，反方位上($r=-200$)则呈上负下正的“正S形”，反方位上的ΔV_2^a异常幅值比主方位的小。这里仅需说明两点（见图1-9)，其一，离井倾斜的无限延伸薄板主方位上ΔV_2^a曲线并不呈“反S形”，这是因为薄板极化后的等效正电流源面是在背井一侧且延伸无限大，故ΔV_2^a正异常也向下延伸至无限大而不会再出现负异常；其二，向井倾斜、向上无限延伸的薄板主方位的ΔV_2^a曲线幅值反而减小，这是由于在理论计算假设的具体条件下，主方位A点源正好使薄板顺层极化，这样薄板极化后的等效电流源的分布就只有位于板尾的单一线极，故二次场减小。排除这些因素，仍可用主、反方位上ΔV_2^a曲线幅值的大小和符号变化特征这两个基本标志来发现井旁薄板状矿体，并确定其相对于钻孔的方位。

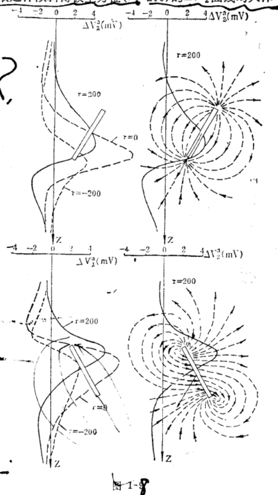


图 1-9

b.当薄板倾斜时，对地-井方式ΔV_2^a曲线形态起主要作用的将只是板的近井端。所以向井倾斜时主方位ΔV_2^a曲线的正极值将出现在正异常区下部，离井倾斜时是在上部。这些正极值的深度位置大致接近于薄板的近井端埋深。

c.倾斜薄板状体延伸越大，主方位上的ΔV_2^a正异常区沿薄极延伸方向（向上或向下）的伸展也越大。当倾斜薄板无限延伸时，从理论上讲，主方位上的ΔV_2^a曲线正异常区应伸展到无限远才收敛。

d.对斜极化无限延伸薄板的ΔV_2^a曲线，可用以下关系式求出其近井端埋深h和离井距离d

$$(\Delta V_2^a)_{z=0}=(\Delta V_2^a)_{max}+(\Delta V_2^a)_{min} \tag{1.18}$$

$$d=\sqrt{|{}_{min}Z\cdot Z_{max}|} \tag{1.19}$$

式中Z_{max}、Z_{min}为ΔV_2^a曲线极大值和极小值的Z坐标，如图1-10

2.预报井底盲矿，确定其深度

在钻探施工过程中预报井底盲矿，可以决定钻探是否终孔。因此，及时查明井底有无矿体存在是一项十分有意义的工作，它既能节约钻探工作量，又不至于漏矿。这项工作往

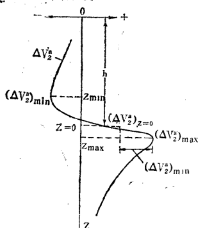


图 1-10

往需要在现场作出判断，所以要求使用简便而迅速的测量技术和解释方法，以便及时预报井底或井底旁是否有盲矿，并估计其离井底距离。在有利的地电条件下，利用地-井方式（主要是A极接套管$r=0$的ΔV_2^a曲线或η_s曲线），可以查明井底以下一定深度内有无盲矿体，并预报继续钻进的见矿深度。现在着重讨论当采用套管接地$r=0$的地-井方式时，井底体极化球体和板状体的激发极化场，并提出预报井底盲矿的一些解释方法。

假定井底盲矿为体极化体，并满足电磁类比法的计算条件。钻孔打在矿体正上方。当进行$r=0$的地-井方式探测时，井底矿体可近似地视为均匀垂直极化。如果将座标原点取在矿体顶端（对球体或水平圆柱体则取在中心），如图1-11所示，则对井底二度直立薄板、水平圆柱体和球状矿体的ΔV_2^a通用表达式为

$$\Delta V_2^a = G\frac{1}{Z^m} \tag{1-20}$$

式中　$Z=(z-h)$；G是常数，在给定的地球物理条件下，它决定于剩余极化率、作用场和极化体的大小以及测量电极间的距离；m是幂次，它取决于极化体的形状，对于薄板

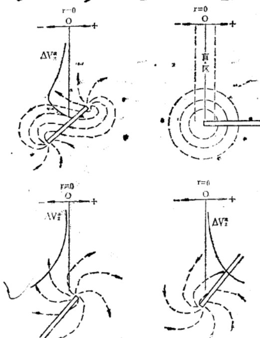


图 1-11　　　　图 1-12

$m=1$，圆柱体$m=2$，球体$m=3$；h为井底盲矿埋深；z为测点座标。

同理，可写出井底直立厚板的ΔV_2^a关系式

$$\Delta V_2^a = 2G\left[\mathrm{tg}^{-1}\frac{b}{Z}\right] \tag{1-21}$$

式中　b是板的半厚度。

从以上两式可见，随着测点接近井底盲矿，ΔV_2^a数值会越来越负。其负值增大的速度决定于矿体形状，因此在获得(1-20)和(1-21)的假设条件下，$r=0$地-井方式激电异常的"负张开"是预报井底存在盲矿的标志。但是实际情况要复杂得多，依据井底盲矿相对于钻孔位置的不同，$r=0$地-井方式获得的激电异常可能是"负张开"，也可能是"正张开"或"回零趋势"，甚至在井底盲矿上方无异常显示，出现所谓盲区等等。为了定性地说明这一问题，在图1-12中示出了四种井底薄板盲矿$r=0$的理论计算ΔV_2^a曲线，以及二次电流线的分布。

分析这些理论曲线，从而得出应用地-井方式探测井底盲矿需注意的事项

（1）能查明井底盲矿的主要有利地电条件是：钻孔下部未穿过矿层及无井旁盲矿异常的叠加，井壁的干扰因素小，背景值低而平稳，井底盲矿与钻孔间的距离不太大。

（2）当存在井底盲矿时，$r=0$地-井方式激电异常曲线（ΔV_2^a或η_s）反映依井底盲矿相对于钻孔位置的不同可能是"负张开"，也可能是"正张开"或"回零趋势"，甚至出现盲区。

（3）在地-井方式中，由于$r=0$这种排列A极在井底盲矿的正上方，矿体可近似地视为均匀极化，其异常曲线（ΔV_2^a或η_s）的形态较简单，便于推断解释。因此实际工作中应以$r=0$地-井方式的测量结果为主，辅以方位测量结果的组合解释，便于在各种异常反映情况下查明井底盲矿。

在预报井底存在盲矿的基础上，进一步的问题是确定其深度，以便提供钻探继续进尺的依据。目前对井底体极化板状体已提出了一些简便的解释方法，现介绍如下

（1）顺层极化无限延伸直立薄板（钻孔在薄板正上方）

(*a*)任意点切线法

如图1-13，过ΔV_2^a曲线上任一点A作该点的切线$\overline{AB}$，切线与井轴交点为B点，A点在井轴投影点为C。以C点为圆心，$\overline{BC}$为半径作圆，该圆与井轴下方的交点D，即为矿顶位置。

证明：已知顺层极化无限延伸直立薄板井底盲矿$r=0$的ΔV_2^a表达式为

$$\Delta V_2^a = G\frac{1}{Z}$$

式中　$Z=(z-h)$。曲线上任意点A的斜率为

$$\frac{\Delta(\Delta V_2^a)}{\Delta Z} = \frac{\partial}{\partial Z}(\Delta V_2^a) = G\frac{1}{Z^2} \tag{1.22}$$

求得比值

$$\frac{\Delta V_2^a}{\frac{\partial}{\partial Z}(\Delta V_2^a)} = \frac{G\frac{1}{Z}}{G\frac{1}{Z^2}} = Z$$

而A点的ΔV_2^a值是$\overline{AC}$，$\frac{\partial}{\partial Z}(\Delta V_2^a)=\frac{\overline{AC}}{\overline{BC}}$，故

$$Z=\frac{\overline{AC}}{\frac{\overline{AC}}{\overline{BC}}}=\overline{BC}$$

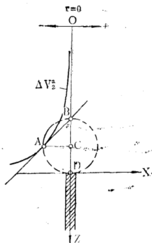


图 1-13

这就证明任意点切线法的原理，距离$\overline{BC}$就等于C点至矿顶（座标原点）的距离z。

(b)任意点比值法

在ΔV_2^a曲线上任取两点，若它们的z座标分别是z_1和z_2，则有

$$z_1=G\frac{1}{(\Delta V_2^a)_1} \qquad z_2=G\frac{1}{(\Delta V_2^a)_2}$$

该两点间z座标之差为

$$\Delta z=z_2-z_1=G\left[\frac{(\Delta V_2^a)_1-(\Delta V_2^a)_2}{(\Delta V_2^a)_1\cdot(\Delta V_2^a)_2}\right]$$

取比值

$$\frac{\Delta z}{z_1}=\frac{(\Delta V_2^a)_1-(\Delta V_2^a)_2}{(\Delta V_2^a)_2}$$

最后得到

$$z_1=\frac{(\Delta V_2^a)_2}{(\Delta V_2^a)_1-(\Delta V_2^a)_2}\cdot\Delta z \tag{1.23}$$

这就是任意点比值法确定矿顶位置的计算公式，其中Δz为ΔV_2^a曲线上任意两点在井轴（z轴）上投影点的距离；$(\Delta V_2^a)_1$和$(\Delta V_2^a)_2$为该两点的ΔV_2^a值；z_1是其中第一点的z座标，即该点至矿顶（座标原点）的距离。应该指出，在实际应用上述解释方法时要注意其局限性，因为探测井底盲矿的有利地电条件之一是盲矿距井底距离不太大，而这一条件却破坏了薄板的前提，故在这种情况下应用上述解释方法会带来很大误差。

（2）顺层极化无限延伸直立厚板（钻孔在厚板正上方）

下面介绍用共弦圆法确定矿顶位置的方法。

已知井底顺层极化无限延伸直立厚板$r=0$的ΔV_2^a表达式为

$$\Delta V_2^a=2G\left[\mathrm{tg}^{-1}\frac{b}{z}\right]=G\phi \tag{1.24}$$

式中　ϕ为厚板顶面对观测点的张角。

由(1.24)式可知，井底顺层极化无限延伸直立厚板的ΔV_2^a等值线是以厚板顶端$\overline{ab}$为共弦的共弦圆如图1-14a。由于圆心角ϕ_c是圆周角$\phi_{c'}$的两倍，故c点的ΔV_2^a值是c'点ΔV_2^a值的两倍

$$(\Delta V_2^a)_c=2(\Delta V_2^a)_{c'} \tag{1.25}$$

由此引出确定厚板矿体顶端的共弦圆法，其具体解释步骤如下：

在实测ΔV_2^a曲线上任选一点1，取1点的$\frac{1}{2}(\Delta V_2^a)_1$得到点2见图1-14b，1和2点

在井轴上的投影点分别为1′和2′。以1′点为圆心，$\overline{1'2'}$为半径作圆，此圆即是 $(\Delta V_2^a)_2$的等值圆。再选点3，取$\frac{1}{2}(\Delta V_2^a)_3$得点4，3、4点在井轴上的投影点为3′和4′。以3′为圆心，$\overline{3'4'}$为半径再作圆，此圆即是$(\Delta V_2^a)_4$的等值圆。两个等值圆的交点a和b便是矿顶的顶面位置。为了较精确地确定出矿顶位置，可按上述方法多作几个等值圆，取其公共交点为矿顶位置。

以后还将讲到，预报井底盲矿还可用井中激电的其它工作方式，但地-井方式的工作方法技术较简便。

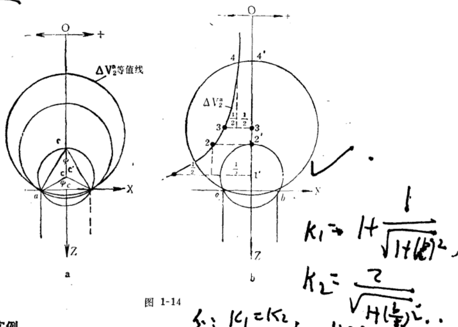


图 1-14

四、应用实例

1.验证评价地面激电异常，确定异常源的地质起因

地面激电异常（包括化探异常）的验证评价工作，首先是以成矿有利的地质条件、有用金属元素的富集、导电性和激发极化特性为依据，对工作地区已发现的异常进行分类。若地表出露不明显，则可用山地工程揭露，缩小验证范围。在此基础上，在成矿有希望的异常上开展较详细的地面激电研究工作，如进行垂向激电测深、固定电源法等，以估计引起激电异常高极化地质体的埋深、产状及电性特征等，指导合理地布置验证钻孔。然后再在验证钻孔中配合激电工作，解决如下地质问题

（1）若钻孔见到高极化地质体，应对地面和井中激电异常进行对比估算，确定该异常是否由此高极化地质体引起。当高极化体为有用的金属硫化物矿体时，还可追索其大致的走向、倾向及金属硫化物的富集方向，为进一步指导控制矿体的钻探工程提供依据。

（2）若钻孔未见到高极化地质体，可用井中激电查明井旁或井底是否存在高极化地质体，并确定其相对于钻孔的位置，以提供进一步布置验证钻探工程的依据，或指导钻探是否继续施工，以节约钻探工作量，同时又不致于漏矿。

实例：图1-15是$ZK62$验证42号地面激电异常的结果。该异常圆滑规则，η_s峰值达8%，异常走向呈北西一南东，无化探异常显示，地表出露为辉长岩见图中a。经激电测深和固定电源法研究，估算异常源埋深约110m，倾向北北东。在57线17号点布置钻孔验证如图中c。钻探结果在104.95～145.73m见到石墨角岩和黄铁矿化橄长岩的互层见图中d。井中激电在该井段显示明显的异常。利用以下近似公式对地面激电异常进行估算：

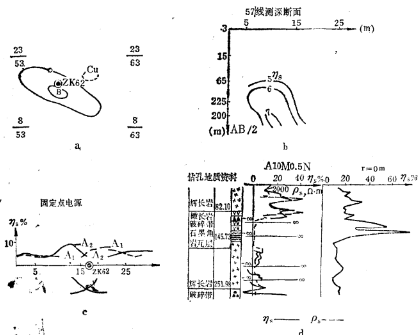


图 1-15

$$\eta_s = (\eta_2 - \eta_B)\left(\frac{a}{h}\right) \tag{1.26}$$

式中　η_s为地面视极化率异常峰值；

η_2为高极化层上井中激电η_s异常值，在$ZK62$约为80%；

η_B为井中激电η_s背景值，在$ZK62$约为15%；

a为高极化体半厚度，在$ZK62$约为15m；

h为高极化体中心埋深在$ZK62$为120m；

n为与矿体形状有关的系数，一般取1至3，这里是似层状n取为1。把上列数据代入(1.26)式，估算结果$\eta_s = 8\%$。因此，认为该地面激电异常是互层的石墨角岩和黄铁矿化橄长岩所引起。

2.发现井旁盲矿，确定其相对于钻孔的位置

实例：内蒙古某铜矿区$ZK123$井旁盲矿的发现和验证。$ZK123$是位于Ⅱ矿段东部的边缘孔，在孔深182～201m见到了矿层。井中激电工作只在160m以上未见矿井段进行。其测量结果如图1-16所示。在地-井方式$r=0$m的η_s曲线上，125m以上井段未发现异常，η_s

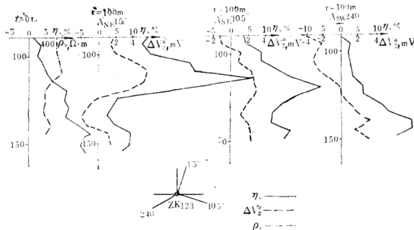


图 1-16

值约为 6 %；125m以下井段η_s值的增高是由于黄铁矿化引起的。当A极布置到钻孔北东15°，$r=100$m时，115～125m井段η_s异常明显地增高达42%，ΔV_2^a曲线呈标准的上正下负的“反S形”。当A极移至南东105°时，η_s异常显著减小，仅为25%。当A极布置在南西240°方位上时，该深度上的η_s异常消失，ΔV_2^a曲线形态与北东15°时正好相反，呈上负下正的“正S形”。根据在盲矿所在的主方位η_s异常明显增大和主反方位η_s或ΔV_2^a曲线符号变换这两个解释标志，可以判断井旁高极化体位置是在该孔北东方位15°～60°之间。此外，在南东方位上有不大的异常显示，说明该盲矿极化体向南倾。

利用北东15°和南西240°方位ΔV_2^a曲线组合可以确定该盲极化体近井端埋深和距井距离。r = 0m的ρ_s曲线说明，异常体与围岩之间电阻率差别不大，因此可以用电磁类比法进行解释。用公式

$$(\Delta V_2^a)_{z=0}=(\Delta V_2^a)_{\max}+(\Delta V_2^a)_{\min}$$

在北东15°方位ΔV_2^a曲线上可求得井旁盲极化体近井端埋深约为120～150m。为了求出极化体尾端距井距离，对北15°ΔV_2^a曲线，用经验切线法求得$d=6$m。为验证上述解释，在ZK123孔北东方位布置了ZK173孔，结果在孔深69m见到了黄铁黄铜矿层，假厚度达六十余米，(其中铜矿层3.5m)。

3.预报井底盲矿，确定其深度

实例：该例是在内蒙某铜矿ZK603中预报井底盲矿的现场试验，该孔深199.37m，已知在110～152.17m打到了硫化矿层。由于钻孔坍塌，井中激电只测到100m。从50—100m井段没有见到矿层，在激电测井曲线上也没有任何异常显示。图1-17示出了地-井方式$r=0$m和A极在北东40°，$r=50$m的η_s曲线。两曲线于40～80m井段没有显示异常，但从80～100m井段呈现明显的正张口异常。根据前述预报井底盲矿确定其深度的原理和方法，用任意点切线法对两曲线进行估算。矿层顶板深度分别为108和109m，两者平均为108.5m，实际硫化矿层顶板为110m（经查看岩心），两者深度仅差1.5m，证明了这种方法的预报效果。

上述实例证明，在多金属硫化矿床普查勘探中，应用地-井方式，对发现井旁或井底盲矿，确定其相对于钻孔的方位，都能取得良好的地质效果。其中最有利的钻孔和地电条

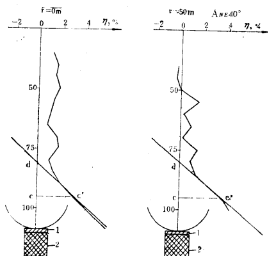


图 1-17

件是

(1)垂直钻孔，其中充满泥浆。

(2)覆盖层不厚，其电阻率较高。围岩的激发极化背景值低而平稳，且宜于矿体产生良好的激电效应。

(3)测量钻孔本身未见到矿或矿化带。

(4)外来电干扰小。

这些条件其中之一如不能满足时，都会使观测结果复杂化，情况严重时甚至难以开展工作，因此在实际应用中，必须考虑其使用条件。

对于观测结果的解释程序，应遵循先定性解释后半定量解释的步骤。

定性解释的基础是小极距激电测井和$r=0$的地-井方式观测曲线。由于它们仅反映井壁或近井周的岩矿层的激发极化特性。用这一标准与具有较大探测范围的大极距激电测井或方位测量的观测结果相对比，就可排除井壁局部不均匀的影响，查明井旁盲矿异常。

第二步是，以$r=0$的地-井方式观测结果为基准，把各方位观测到的结果与其相减，即进行资料处理，最后作出主反方位η_s^a曲线组合，就可更确切地反映出井旁盲矿的异常特征，从而判别盲矿体相对于钻孔的方位。

半定量解释应在主反方位曲线组合上来完成，其主要任务是确定井旁盲矿的深度，距井距离和方位，即确定其空间位置。具体方法因盲矿的形状，赋存条件和极化条件等不同而异。

应该指出，如果围岩的激发极化背景值低而平稳，上述解释步骤中的第二步可省略，这时直接从方位测量结果中就可获得主、反方位曲线组合。

第二节 井-地工作方式

井-地工作方式分为井-地剖面测量和井-地激电测深两类排列。

井-地剖面测量是将供电电极A放入井中某一固定深度Z_a(可以与矿体直接接触或在地-井方式发现的井旁盲矿异常相应深度上)，B极置于"无穷远"。测量电极MN布置在地面上沿测线进行观测，其主要成果表示成η_s-x，ΔV_2^a-x或$\frac{\Delta V_{MN}}{I_{MN}}$-$x$曲线。用来在地表沿走向追索矿体，圈定其范围，并估计其埋深和产状。井-地剖面测量中实际包括了地面电法中的井中充电法(它研究一次场)，当所要解决的任务是追索和圈定已被钻孔穿过的矿体，或确定两见矿孔间矿体的电相关性，而该矿体的导电性能又良好时，采用井中充电法可获得满意的地质效果。若矿体呈浸染状，其导电性能较差，或是井旁盲矿时，则宜采用

井中激电测量。

井-地激电测深是将供电电极放入井中，并逐次改变其深度Za，B电极仍为“无穷远”。测量电极MN固定在地面距井口某一距离x的测点上，对相应A极的Za深度进行逐次观测，其成果表示成η_s-Z_a或ΔV_2^a-Z_a曲线。用来发现井底或井底旁盲矿，并预测其分布范围。

一、井-地剖面测量

1.井-地剖面测量的工作方法技术

（1）按供电电极间的组合关系，井-地剖面测量可分以下几种观测方式，如图1-18

$a.S(A)$-$R(B)$组合，相当于地面电法中的固定电源法，在研究评价地面激电异常中采用。

$b.D(A)$-$R(B)$组合，即常用的井-地剖面测量。

$c.D(A)$-$S(B)$组合，称井中偶极剖面测量，用来发现井旁盲矿，B极直接用套管接地。

三种组合中，测量电极MN都在地面沿测线观测，并采用梯度装置。

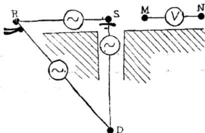


图 1-18

（2）地面测量方法可采用一般剖面测量或向量测量两种。

进行一般剖面测量时，MN采用梯度装置，沿平行剖面移动进行观测如图1-19，其优点是生产效率高，资料整理简单，缺点是仅研究激发极化场沿剖面方向（x轴方向）的分量，没有充分利用整个场，因而所获资料是不完整的。其次，若使用的参数为η_s，由于每条剖面上都会出现极化场电位差ΔV的零值点，因而在这些点上η_s曲线都将产生“脱节点”，给推断解释造成困难。为了避免η_s参数的这一缺陷，在一般剖面测量中宜采用ΔV_2^a（或Gs）参数。除平行剖面外，实际中还可采用以井口为中心的辐射状剖面，辐射状剖面的缺点是测点分布不均匀，在远离井口处测点稀疏可能漏矿。

所谓向量测量，即在保持供电电流不变的条件下，在剖面的每个测点上用等距十字四极装置（或三极装置），同时测量出沿测线（x轴）方向和垂直测线（y轴）方向的极化场和二次场。向量测量所使用的参数是向量视极化率η_s^B，和向量参数γ_s，它们在极座标中的定义为

$$\eta_s^B = \frac{E_2 \cos\alpha}{E} \times 100\% \tag{1.27}$$

$$\gamma_s = \frac{E_2 \sin\alpha}{E} \times 100\% \tag{1.28}$$

式中　E和E_2分别为极化场和二次场场强矢量的模值，α是$\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{E}_2$矢量间的夹角。由上列两式可以看出，每一测点的向量视极化率η_s^B是其二次场场强矢量在极化场场强矢量方向上的投影与极化场场强矢量模之比，而向量参数γ_s则是二次场场强矢量在极化场场强矢量垂直方向上的投影与极化场场强矢量模之比，两者都无量纲用百分比表示。

实际工作中常采用直角座标系，在直角座标系中η_s^B和γ_s的表达式为

$$\eta_s^B = \frac{\Delta V_2^Y \cdot \Delta V^Y + \Delta V_2^X \cdot \Delta V^X}{(\Delta V^X)^2 + (\Delta V^Y)^2} \times 100\% \tag{1.29}$$

$$\gamma_s = \frac{\Delta V^x_{\frac{x}{2}} \cdot \Delta V^Y - \Delta V^Y_{\frac{x}{2}} \cdot \Delta V^X}{(\Delta V^X)^2 + (\Delta V^Y)^2} \times 100\% \tag{1.30}$$

将各测点所观测到的ΔV^X，ΔV^Y和$\Delta V^x_{\frac{x}{2}}$，$\Delta V^Y_{\frac{x}{2}}$代入以上两式，即可计算出其值。

向量测量的优点是，它所研究的是整个激发极化场在地面的分布，因此所得资料较完整，这就给推断解释提供了较完善的客观依据，同时η^B_s曲线除在主剖面A极地面投影点会出现"脱节点"外(该点极化场矢量模为零)，在其它测点上都不会出现"脱节点"。向量测量的缺点是，野外工作和室内计算工作量都较大，生产效率低，同时η^B_s，γ_s曲线的形态往往比ΔV^a_2要复杂，因此，在一般情况下不提倡这种测量。

(3)进行井-地剖面测量时，其野外工作方法技术应注意以下几点

a. 由于所测异常的正负与MN电极布置方向有关，因此必须严格规定MN电极的布极方向的正确和一致，这一点在进行向量测量时尤为重要，否则将造成推断解释的错误。MN电极需用不极化电极。

b. 井下供电电极A可使用刷子电极，为了减小接地电阻，刷子电极的刷子头应尽可能大一些，并保证导通良好。

c. "无穷远"B极可采用铁电极，并用多根并联方法，以减小其接地电阻。"无穷远"极B至测区距离必须足够大，它的位置应远离极化体并在垂直测线方向上。可用下式估算"无穷远"极B至测区的距离

$$r_B = \sqrt{\frac{\left[1 + \left(\frac{y}{Z_a}\right)^2\right]^{3/2}}{\sigma \cdot \frac{y}{Z_a}}} \cdot Z_a \tag{1.31}$$

式中　Z_a是A极在井中的深度，y为座标原点(A极在地面投影点)至最边缘测线的距离，σ为由于B极为非无限远而造成的允许误差(可取$\sigma = 5$—10%)，例如，若$Z_a = 135$m，$y = 160$m当取$\sigma = 5\%$时由(1.31)式算得$r_B = 1000$m。

d. 采用梯度装置进行井-地剖面测量时，测网可选为40×10—20m，有意义地段应适当加密，点距最好与MN电极之间的距离相等。

e. 背景值η_B的选取，对成果解释和ΔV^a_2参数的正确计算有着重要意义，当所要解决的任务是追索已被钻孔穿过的矿体(A极在此矿体上接地)时，可在激电测井曲线上取矿体围岩的平均视极化率为背景值；若解决的任务是圈定地-井方式发现的井旁盲矿体范围，则可用地面激电中间梯度装置测得的围岩平均视极化率值作为背景值。

2. 井-地剖面测量的背景场

所谓背景场，即是研究地下半空间无矿时，均匀各向同性介质，成层介质或各向异性介质等情况下点电源电场在地面的分布，它是异常推断解释的基础。

(1)均匀无限各向同性介质中的点源场

假定地下电阻率为ρ_1，极化率为η_1的同一种均匀各向同性的岩石，这时点源A在地面任一点的激发极化场为

$$E = \frac{I\rho_1}{2\pi} \quad \frac{1}{1-\eta_1} \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{(x^2+y^2+z_a^2)^{3/2}} \tag{1.32}$$

$$E_2 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \quad \frac{\eta_1}{1-\eta_1} \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{(x^2+y^2+z_a^2)^{3/2}} \tag{1.33}$$

公式说明E和E_2矢量方向一致，其模值之差为一常数η_1（介质极化率），式中I为A极供电电流强度，x，y为观测点座标，座标原点选在A极在地面投影点（钻孔是直孔），z_a是A极井下深度。由于地下为均匀各向同性岩石，因此，地面任一点上极化场$E(E_2)$的方向将与原点至观测点的径向重合，它们在地面的分布呈以原点为中心的辐射状，如图1-19

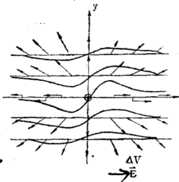


图 1-19

当采用一般剖面测量时，所测极化场和二次场是$E(E_2)$在测线方向上的分量（x分量）其电位差表达式为

$$\Delta V^x = \frac{I\rho_1}{2\pi} \cdot \frac{1}{1-\eta_1} \cdot \frac{x}{(x^2+y^2+z_a^2)^{3/2}} \cdot \overline{MN} \tag{1.34}$$

$$\Delta V_2^x = \frac{I\rho_1}{2\pi} \cdot \frac{\eta_1}{1-\eta_1} \cdot \frac{x}{(x^2+y^2+z_a^2)^{3/2}} \cdot \overline{MN} \tag{1.35}$$

其曲线变化如图1-19，曲线在y轴两侧异号，极值点座标为

$$x = \pm \frac{\sqrt{y^2+z_a^2}}{2}$$

同时在所有测线$x=0$的点上，极化场矢量方向与测线相垂直，故$\Delta V^x = 0$，可见如果剖面测量时用η_s参数，在这些点上都将发生"脱节"。若取$\eta_s^B = \eta_1$则

$$\Delta V_2^a = \Delta V_2 - \eta_1 \Delta V = 0$$

当采用向量测量时，由于任一点极化场矢量和二次场矢量方向一致 $\alpha = 0$

$$\eta_s^B = \frac{E_2\cos\alpha}{E} = \frac{E_2}{E} = \eta_1$$

$$\gamma_s = \frac{E_2\sin\alpha}{E} = 0$$

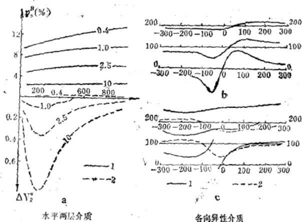
这就说明，地下为均匀各向同性岩石时，井-地剖面测量ΔV_2^a参数和向量参数γ_s恒等于零，向量视极化率$\eta_s^B = \eta_1$，仅在原点上"脱节"，它们比η_s参数要简单容易解释。实际上，在离子导电岩石组成的无矿地段，由于一般离子导电岩石的极化率都很低，故用剖面测量所得的ΔV_2^a或向量测量的γ_s曲线基本上是一零值线，向量视极化率η_s^B曲线也很平稳，其值接近于岩石极化率的平均值。因此，在无矿地段上井-地剖面测量结果不会由于岩石导电性的不均匀或地形起伏等影响而出现假异常，这对发现地下高极化体十分有利。

（2）成层介质或各向异性介质中的点源场

若地下岩层是由电阻率和极化率不同的两层水平岩层组成，例如，在电阻率和极化率均较高的非矿围岩上，覆盖一低阻低极化的浮土（或氧化带）。或者地下岩石是各向异性介质，例如，由电阻率和极化率各不相同的，而厚度相等的两种均匀岩层交互组成的介质。以上两种情况下的井-地剖面测量ΔV_2^a曲线及η曲线的理论计算结果示于图1-20。

由图1-20可见，

a. 在两层水平介质情况下，低阻低极化率覆盖层的影响，使ΔV_2^a曲线的外形变得近似于点源场的ΔV^x曲线，覆盖层的电阻率越低（ρ_2/ρ_1越大），这种影响越显著。对向量视极



水平两层介质　　　　各向异性介质

图 1-20

a. 1 - η_s^B曲线，2 - ΔV_2^a曲线，曲线参数ρ_2/ρ_1，覆盖层厚度$H=50m$，供电点深度$Z_a=200m$，$\eta_2/\eta_1=0.1/0.01$，$\eta_B=0.1$

b. ΔV_s^a曲线$\alpha=45°$，$z_a=100m$，$\rho_2/\rho_1=0.1$，$\eta_2/\eta_1=0.1/0.01$，

c，1 - η_s^B曲线，2 - γ_s曲线，$\alpha=45°$，$z_a=100m$，$\rho_2/\rho_1=0.1$，$\eta_2/\eta_1=0.01$

化率η_s^B，这种影响则表现为使其数值大大低于下层非矿围岩的极化率值。

b. 在各向异性介质情况下，当岩层的倾角为$0°<\alpha<90°$时，由于各向异性的影响，将使主剖面上的η_s^B"脱节点"位置，向岩层倾向反方向发生位移，旁侧剖面上的η_s^B和γ_s曲线形态变得复杂化。这时的ΔV_s^a曲线形态也近似于均匀介质中点源场的ΔV^a曲线，但其零值点位置将随旁侧剖面的远离而沿岩层倾斜方向位移。

在主剖面上，η_s^B"脱节点"的位移距离x，可由下式确定

$$x=\frac{(1-\lambda_e^2)\sin 2\alpha}{2(\cos^2\alpha+\lambda_e^2\sin^2\alpha)}\cdot z_a \tag{1.36}$$

式中α为岩层倾角，z_a为A电极深度，λ_e为等效各向异性系数。若已知λ_e，z_a和位移距离x，利用(1.36)式可求地下岩层倾角。

3. 井-地剖面测量的异常场及其解释

实践证明，用井-地剖面测量发现小而深的高极化体的能力，比地面激发极化法要高。对于具有简单形状的极化体的异常场，可通过理论计算和物理模拟两种方法来研究，并可引出若干定性和半定量解释的结论。

（1）高极化低阻球体上的模型实验结果

实验在水槽中进行。以水作为均匀非极化围岩，实验中以球半径a作为长度单位，其结果如图1-21。

图中曲线标码为充电点A深度$\frac{z_a}{a}$，由这些曲线可见，对井旁高极化球体充电时，沿剖面的η_s曲线对井口具有明显的不对称性，并在充电点地面投影点区间内出现η_s的"脱节点"。详细的分析实验结果，可总结出如下解释结论

a. 球体上的η_s异常，随供电电极A接近球体顶面(埋深)而增大，这是由于随供电A极

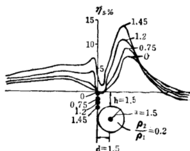


图 1-21

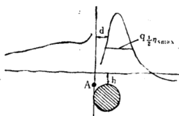


图 1-22

接近球体，激发极化强度增强所致；

b.由η_s异常的不对称性，可判断球体位于供电钻孔的哪一侧。但η_s异常，特别是其极大值在很大程度上离开了球体中心向外旁侧偏移，它通常位于球体边缘上方。随供电电极A埋深的增大，由于对球体极化方向的变化，异常的极大值才向供电钻孔方向移动。为了更好地确定球体的中心位置和分布范围，应以钻孔为中心，环绕它在地面布置辐射状剖面进行观测，然后用η_s等值线图进行解释。

c.因为η_s异常的极值位置和异常两侧的梯度都随供电电极A和球体间相对位置的改变而变化，所以通常根据异常的斜率或极值标志来估计深度的方法是不可靠的。模型实验结果表明，可采用如下经验方法近似的估计球体的埋深和距井距离，即η_s异常横向梯度最大点与钻孔间的距离(图1-22)大致与球心距井距离d相等。当d较大时($d>a$)，可用η_s异常曲线上半极值点间距近似确定球体埋深

$$h=\frac{1}{2}q_{\frac{1}{2}\eta_{s\max}} \tag{1.37}$$

（2）高极化低阻板状体上的模型实验结果

考虑到钻探圈定矿体范围时，一般都沿矿体走向或倾向追索控制，因此把板状体的模型实验结果分为充电点(A极)布置在板状体走向和倾向方向上两部分来叙述。

图1-23、1-24是把A极布置在板状体走向方向时不同倾角铜板上的实验结果，铜板尺寸为40×20×0.3cm，A极至铜板边缘中心距离5cm，铜板顶面埋深6cm，测量沿中心剖面进行。

从图中的向量测量结果可以看出，在中心剖面上二次场矢量E_2并不垂直于测线，这说明铜板在点源场作用下不是均匀极化，这时紧靠A极一端的铜板极化最强，随着距A极距离增大，极化强度递减。因此，铜板被极化后，其等效电流源的分布并不像均匀极化那样仅出现在两端面，而是呈不均匀的递减分布，这就造成中心剖面上大部分E矢量都不垂直于测线，这是点源非均匀极化场与均匀极化场之间的重要差别。

当铜板直立时（图1-23）η_s^B在板上方出现明显的正异常，异常极大值与板头在地面投影位置对应。γ_s曲线呈镜像对称，左负右正，在板头地面投影处过零。当铜板倾斜时（图1-24）η_s^B曲线变得不对称，沿倾向一侧曲线变缓，反倾向一侧变陡。γ_s曲线也不对称，其过零点由板顶向板中心方向偏移。E_2和E矢量的大小及分布可为确定板端位置提供直观资料，在板端上方E_2模值最大，且其方向指向板状体走向；E的模值最小，其指

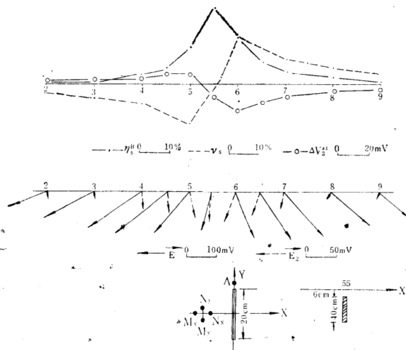

2
3
4
5
6
7
8
9
η_s^B 0 10%
ν_s 0 10%
ΔV_2^{ax} 0 20mV
E 0 100mV
E_2 0 50mV
A
Y
X
N_y
M_x
N_x
M_y
20cm
55
6cm
40cm

图 1-23

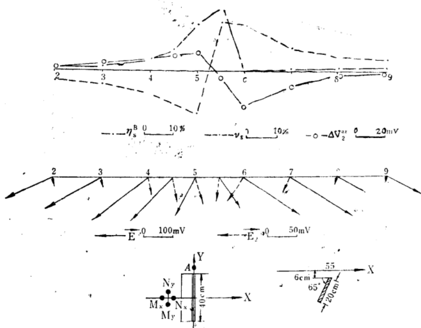

2
3
4
5
6
8
9
η_s^B 0 10%
ν_s 10%
ΔV_2^{ax} 0 20mV
E 0 100mV
E_2 0 50mV
A
Y
X
N_y
M_x
N_x
M_y
40cm
55
6cm
65°
20cm

图 1-24

向也基本上是沿走向的。

在中心剖面上测量所得的ΔV_2^a曲线，在板端两侧出现正负异常区，并在板头地面投影位置过零。在这种情况下，由于矢量E_2与测线间夹角都接近于90°，所以ΔV_2^{ax}异常反映不十分明显。这就说明，在实际中当充电钻孔位于矿体走向端头附近时，为了追索和圈定矿体范围，用向量测量比常规的剖面测量能获得更好的地质效果。

图1-25是A极沿铜板倾向布置，位于直立铜板旁侧3cm时的实验结果。

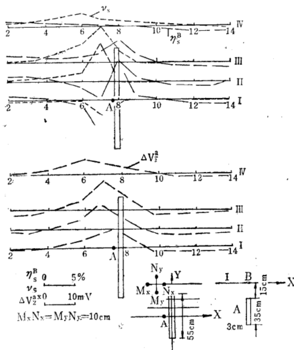


图 1-25

由图可见，向量测量的η_s^B曲线在板顶上虽然仍有异常反映，但在主剖面上（I线）由于A极地面投影点上极化场为零，故η_s^B和ν_s值均出现脱节，致使很难利用该剖面曲线进行地质解释。在旁侧剖面上的η_s^B和γ_s曲线形态也不单一，它们与矿体的关系较复杂。由剖面测量得到的ΔV_2^a曲线其反映要明显和简单得多，它避免了"脱节点"。但ΔV_2^a极值点位置并不在铜板的正上方，而是向A极所在一侧有所偏移，距主剖面越远这种偏移也越大。对此可作如下的物理解释：由于A点源距铜板很近，铜板极化后其等效偶极子在板面两侧的分布不均匀，距主剖面越远极化越弱，其等效偶极子与测线（X轴）夹角φ也越大。计算证明，在旁侧剖面上ΔV_2^a极值位置与Y轴的偏移距离x_m，有如下近似关系

$$x_m = -\frac{1}{3}y\operatorname{tg}\varphi \qquad (1.38)$$

式中y是旁测剖面离主剖面的距离。所以在实际解释中应注意决不能用ΔV_2^a曲线的极大值连线来断定板状体走向。

实验证明，当A极距铜板较远时如图1-26，A极距铜板为15cm，由于铜板的非均匀极

化减弱，ΔV_2^a曲线极值点偏移现象变得不明显，这时ΔV_2^a曲线极值的连线即是板状体走向。上述实验结果说明，在控制矿体下延深度的钻孔中充电追索圈定矿体范围时，通常应采用剖面测量，并以参数ΔV_2^a为主。

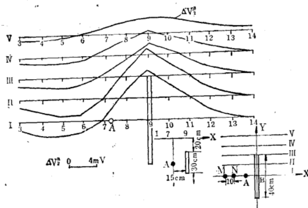


图 1-26

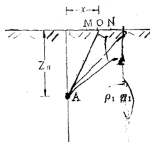


图 1-27

井-地方式剖面测量的优点是比地面激发极化法有更大的异常效应，并可能提供地下矿体空间位置的资料，因此，在地面激电方法圈定矿体（或矿化带）无效地区，应配合钻探用它来评价深部矿床。

二、井-地激电测深

井-地激电测深是在充电钻孔中不断改变A电极深度Z_a，测量装置MN固定于井口附近某一距离x进行观测如图1-27，它主要用来预报井底盲矿。

假定地面水平，地下半空间为电阻率ρ_1，极化率η_1的均匀各向同性岩石，钻孔倾斜其顶角为δ（或地面倾斜坡度角δ，钻孔为直孔），这时充电点A在主剖面上的极化场和二次场电位差表达式为

$$\Delta V=\frac{I\rho_1}{2\pi}\frac{1}{1-\eta_1}\frac{x-Z_a\sin\delta}{(Z_a^2+x^2-2xZ_a\sin\delta)^{3/2}}\cdot\overline{MN} \tag{1.39}$$

$$\Delta V_2=\frac{I\rho_1}{2\pi}\quad\frac{\eta_1}{1-\eta_1}\quad\frac{x-Z_a\sin\delta}{(Z_a^2+x^2-2xZ_a\sin\delta)^{3/2}}\cdot\overline{MN} \tag{1.40}$$

把上列两式与地-井方式背景场公式对比可见，它们具有互换关系，其中x相当于h，Z_a相当于r，亦即供电和测量装置位置相互互换。因此，井-地激电测深背景场的特征与地-井方式的相同，如果地面水平，在直孔中改变A极深度Z_a进行观测，其背景η_s-Z_a曲线，将是数值上等于均匀岩石极化率η_1的一条平稳直线。当钻孔或地面倾斜时，若测量装置MN布置在钻孔倾斜一侧（或下坡），则在$x=Z_a\sin\delta$点上会产生η_s"脱节点"，在实际中应避免在该点附近布置测量装置。

图1-28是内蒙某铜矿区$ZK403$孔中，井-地激电测深的试验结果。

试验中测量装置MN位于距$ZK403$孔100m处，然后在井中改变A极深度Z_a进行逐次观测。图1-28a是激电测井结果，由ρ_s曲线大致可把该孔剖面划分为五个电性层段；第一

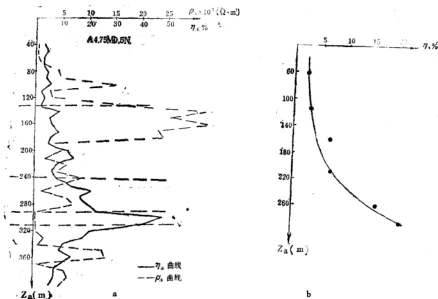


图 1-28

层由井口至135m；第二层135～245m；第三层245～295m；第四层295～310m；以下为第五层。第四层为低阻高极化层。为了证明方法的有效性，选择在第四层以上不同深度充电进行试验，其观测结果如图1-28b，所得η_s-Z_a曲线呈明显的"正张口"，证明用井-地激电测深能满意的预报井底盲矿。

为了提高井-地激电测深的工效，先可选择2-3个充电点进行预测，例如，先在井口，然后再在井底，若发现异常明显增大，可在其间加密充电点数进行观测，以获得完整而精确的η_s-Z_a曲线。在选择充电A极位置时，应考虑尽量有小的接地电阻，以便获得足够大的极化电流。只要充电钻孔周围岩石电性较均匀，无井旁盲矿或矿化带，采用井-地激电测深一般都能获得满意的结果。

第三节 井中电对比法

在一个钻孔中用供电电极A充电，在另一个钻孔中进行观测的井-井工作方式，可用多种排列形式进行工作，但实际中应用较多的只是井中电对比法。

在金属矿或煤田普查勘探中，为了圈定和控制矿体或煤层的范围，往往要投入可观的钻探工作量。特别是在地质构造比较复杂的矿区，对已被钻孔揭露矿层（或煤层）的井间连续性的对比将是一项复杂而艰巨的任务。为了提高地质效果和经济效果，近年来国内外一些地球物理工作者要求在矿区勘探各阶段设计中明确规定，在钻孔施工过程中配合应用井-井方式电对比法。电对比法实质上是一种井间充电法，使用的是固定供电单极排列，主要测量一次场（辅以激发极化二次场）。用它对井间低阻良导性层（如致密金属矿层）或高阻层（如高阻薄煤层、高阻浸染矿层或某些含矿岩脉）的电相关性进行对比，以提供

剖面或平面的矿体电性连续性的资料。

一、井间矿层的电对比理论

假定地下半空间均匀各向同性ρ_1介质中存在一水平无限延伸的电阻率为ρ_2的低阻($\rho_2<\rho_1$)或高阻($\rho_2>\rho_1$)矿层，该层被距离为r的相邻两钻孔穿透。为了确定该层井间的电性连续性，可应用电对比法。若是高阻层，固定供电单极充电位置选择在层的顶面或底面附近见图1-29中A_1和A_2。

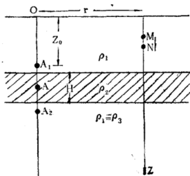


图 1-29

若是良导低阻矿层，除上述充电点外，再在层中心深度布置充电点A，然后对每一个充电点在测量孔中用梯度测量装置MN观测一次场电位差。由于测量电极间距离比井径要大得多，可忽略钻孔影响。于是如图1-29选择的直角座标系中，可分别导出各充电点A在测量孔中产生的一次场电位差解析式。

A在上层ρ_1介质中，图中A_1

$$\Delta V_1{}^{11}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\left\{\frac{z-z_0}{[r^2+(z-z_0)^2]^{5/2}}+\frac{z+z_0}{[r^2+(z+z_0)^2]^{5/2}}\right.$$

$$-\int_0^\infty\frac{\lambda[e^{-\lambda(2z_1-z_0+z)}+e^{-\lambda(2z_1+z_0+z)}-e^{-\lambda(2z_1-z_0-z)}-e^{-\lambda(2z_1+z_0-z)}}{PP}$$

$$\left.\cdot K_{21}(1-e^{-2\lambda z_1})J_0(\lambda r)d\lambda\right\}\cdot\overline{M}\overline{N} \tag{1.41}$$

$$\Delta V_1{}^{12}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\left\{(1-K_{21})\cdot\right.$$

$$\int_0^\infty\frac{\lambda[e^{-\lambda(z-z_0)}+e^{-\lambda(z+z_0)}-K_{21}e^{-2\lambda(z_1+H)}(e^{\lambda(z+z_0)}+e^{\lambda(z-z_0)})]}{PP}$$

$$\left.\cdot J(\lambda r)d\lambda\right\}\overline{M}\overline{N} \tag{1.42}$$

$$\Delta V_1{}^{13}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\left\{(1-K_{21}^2)\int_0^\infty\frac{\lambda[e^{-\lambda(z-z_0)}+e^{-\lambda(z+z_0)}}{PP}\right.$$

$$\left.\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\right\}\overline{M}\overline{N} \tag{1.43}$$

A在中层即ρ_2介质中，图中A

$$\Delta V_1{}^{21}=\frac{I\rho_2}{4\pi}\left\{(1+K_{21})\int_0^\infty\frac{\lambda(e^{-\lambda z}-e^{\lambda z})(K_{21}e^{-\lambda(2z_1+2H-z_0)}+e^{-\lambda z_0})}{PP}\right.$$

$$\left.\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\right\}\overline{M}\overline{N} \tag{1.44}$$

$$\Delta V_1{}^{22}=\frac{I\rho_2}{4\pi}\left\{\frac{z-z_0}{[r^2+(z-z_0)^2]^{3/2}}\right.$$

$$+\int_0^\infty \frac{\lambda K_{21}e^{-2\lambda H}(K_{21}+e^{-2\lambda z_1})(e^{-\lambda(z-z_0)}-e^{-\lambda(z_0-z)})}{PP}\cdot J_0(\lambda r)d\lambda$$

$$+\int_0^\infty \frac{\lambda[K_{21}e^{-\lambda(z-z_0-2z_1)}+e^{-\lambda(z-z_0)}-K_{21}e^{-\lambda(2z_1-2H-z-z_0)}}{PP}\rightarrow$$

$$\frac{-K_{21}{}^{\lambda(4z_1+2H-z-z_0)}}{}]\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\Big\}\overline{MN} \tag{1.45}$$

$$\Delta V_1{}^{28}=\frac{I\rho_2}{4\pi}\Big\{(1+K_{21})$$

$$\int_0^\infty \frac{\lambda[e^{-\lambda(z+z_0)}+e^{-\lambda(z-z_0)}+K_{21}e^{-\lambda(2z_1+z-z^0)}}{PP}\rightarrow$$

$$\frac{+K_{21}e^{-\lambda(z+z^0-2z_1)}}{}\cdot J_0(\lambda r)\ d\lambda\Big\}\overline{MN} \tag{1.46}$$

A在下层ρ₃介质中，图中A_2

$$\Delta V_1{}^{31}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\Big\{(1+K_{21}{}^2)\int_0^\infty \frac{\lambda[e^{-\lambda(z+z_0)}-e^{-\lambda(z_0-z)}]}{PP}$$

$$\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\Big\}\cdot\overline{MN} \tag{1.47}$$

$$\Delta V_1{}^{32}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\Big\{(1-K_{21})$$

$$\cdot\int_0^\infty \frac{\lambda[K_{21}e^{-\lambda(z_0+z-2z_1)}+e^{-\lambda(z_0+z)}-e^{-\lambda(z_0-z)}}{PP}\rightarrow$$

$$\frac{-K_{21}{}^{-\lambda(z_0-z+2z_1)}}{}\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\Big\}\overline{MN} \tag{1.48}$$

$$\Delta V_1{}^{33}=\frac{I\rho_1}{4\pi}\Big\{\frac{z-z_0}{[r^2+(z-z_0)^2]^{3/2}}$$

$$+\int_0^\infty \frac{\lambda e^{-\lambda(z_0+z)}[1+K_{21}e^{2\lambda z_1}-K_{21}e^{2\lambda H}(e^{2\lambda z_1}+K_{21})]}{PP}$$

$$\cdot J_0(\lambda r)d\lambda\Big\}\overline{MN} \tag{1.49}$$

上列各式中z_1是水平层顶面埋深，$J_0(\lambda r)$是第一类零阶贝塞尔函数，其中：

$$K_{21}=\frac{\rho_1-\rho_2}{\rho_1+\rho_2};\ PP=1-K_{21}e^{-2\lambda H}+K_{21}e^{-2\lambda z_1}-K_{21}e^{-2\lambda(z_1+H)}$$

一次场电位差上脚注表示相应充电点位置和观测点所在介质井段。根据以上电位差公式，可分析沿测量孔电位梯度的变化特征。

在实际测量中测量的是沿井轴方向的电位梯度值。当测量装置间距比井间距离小得多时，它实质上就是一次场场强沿井轴方向的投影。如果规定测量装置的M在上，N在下，则一次场指向向上时其电位梯度为负值，反之为正值，一次场方向垂直井轴时电位梯度值为零。上列各一次场电位差公式清楚地表明，其中包括了点源作用场和代替层界面作用的无穷多个虚点电源作用场的代数叠加，这种叠加随不同测量井段的充电点源的相对层界面位置而异。然而起着主要作用的是充电点源和用来代替最近充电点源界面的虚电源，其它虚电源则随反射（反射系数K_{12}或K_{21}）和透过（透过系数$(1-K_{12})$或$(1-K_{21})$）次数的增加而强度递减。已知，当地下半空间充满电阻率为ρ_1的均匀各向同性介质时，若忽略地球—空气分界面和井的影响，固定供电单极在测量孔中的一次电位差为

$$\Delta V_1' = \frac{I\rho_1}{4\pi}\frac{(z-z_0)}{[r^2+(z-z_0)^2]^{3/2}}\cdot\overline{MN}$$

或

$$\Delta V_1' = \frac{I\rho_1}{4\pi}\left\{\frac{1}{[r^2+(z-z_0)^2]}\cdot\cos\beta\right\}\cdot\overline{MN} \tag{1.50}$$

式中

$$\cos\beta = \frac{z-z_0}{[r^2+(z-z_0)^2]^{\frac{1}{2}}}$$

(1.50) 式表明，测量孔井轴上每一测点的$\Delta V_1'$值是一次场在井轴方向上的投影的电位梯度值。若$z<z_0$，即观测点深度小于充电点埋深，这时，$\beta>90°$，$\Delta V_1'$是负值。若$z>z_0$，则$\beta<90°$，$\Delta V'_1$为正值；当$z=z_0$时，$\beta=90°$，$\Delta V'_1=0$ 。这一分析说明，点电源在测量孔中的$\Delta V_1'$曲线是一对称于点源投影点的上负下正“正S形”曲线，在点源投影点深度上$\Delta V_1'$曲线过零。在过零点深度上下距离为$\frac{r}{\sqrt{2}}$上出现$\Delta V_1'$正负极值点。同理对每个虚电源也都可推得有这样特点的$\Delta V_1'$曲线，但其幅值将递减，过零点位置也因虚电源的深度位置不同而改变。由此得出一个重要结论，如果把每一点电源在测量孔中产生的$\Delta V_1'$曲线定义为一“谱线”，那么对某一固定供电单极作用下的无限延伸水平低阻和高阻层的电对比曲线将是包括供电点源和无穷个虚电源产生的$\Delta V_1'$“谱线”的代数叠加，称“$\Delta V_1'$叠加谱”。

其次一个问题是要讨论地球-空气分界面对电对比法曲线的影响。地球-空气分界面影响总是存在的，特别是当$\frac{r}{z_0}>0.6$后这种影响将十分显著。现仍以充电点源为例分析。根据镜像法原理，地球-空气分界面的影响仍可用一虚电源代替，对位于地下深度为z_0的充电点源，由地球-空气分界面影响在测量孔中产生的附加$\Delta V_1''$值为

$$\Delta V_1'' = \frac{I\rho_1}{4\pi}\frac{z+z_0}{[r^2+(z+z_0)^2]^{3/2}}\cdot\overline{MN}$$

或

$$\Delta V_1'' = \frac{I\rho_1}{4\pi}\left\{\frac{1}{[r^2+(z+z_0)^2]}\cdot\cos\beta\right\}\overline{MN} \tag{1.51}$$

$$\cos\beta = \frac{z+z_0}{[r^2+(z-z_0)^2]^{\frac{1}{2}}}$$

代替地球-空气分界面影响的虚电源总是位于测量孔观测点的上部，所以β恒小于90°，$\cos\beta$恒为正值，$\Delta V_1''$也总是正值，并随井深加大而迅速减小。换句话说，这时在测量孔中观测到的仅是该虚电源所产生的$\Delta V_1''$曲线下支正值部分。对于代替水平层层面的无穷个虚电源的地球-空气分界面影响，其情况也一样，在测量孔中仅是曲线下支的正值部分。影响的程度也随$\frac{r}{z_0}$比值不同而变化（这里z_0是每一虚电源的深度）。由此可见，充电点源及各替代虚源的地球-空气分界面影响的$\Delta V_1'$，"叠加谱"总是正值，它的附加作用是使$\Delta V_1'$"叠加谱"的负值减小，正值加强，零值点位移。特别是在测量孔的浅部，这种影响表现得更为明显。

从上述分析不难得出，在测量孔中实际观测到的电对比曲线是$\Delta V_1'$谱和$\Delta V_1''$谱的代数叠加结果

$$\Delta V_{1\text{电对比谱}} = \Delta V_{1}'_{\text{谱}} + \Delta V_{1}''_{\text{谱}}$$

当充电点源紧挨低阻或高阻水平层的顶界面或底界面时，随点源位置由顶界面移至底界面，由于电性连续性的不同，不同位置充电点观测到的井间水平层的电对比谱的幅值和符号也将不同。这就导出了利用电对比法确定井间岩矿层电相关性的物理实质。

二、井间低阻和高阻岩矿层的电相关性

电相关性是指井间岩矿层在导电性上是连续完整的，据此可推断相邻钻孔中已被揭露的岩矿层是否属于同一层。

图1-30是井间良导性薄层上电对比曲线的理论计算和水槽模拟实验结果。

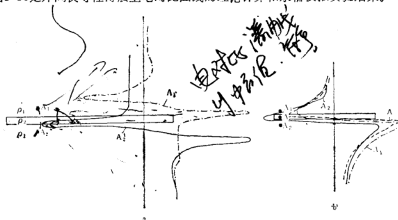


图 1-30

图1-30a所示是水平方向无限延伸的导电($\frac{\rho_2}{\rho_1}=0.01$)层上的理论计算结果。可见，把充电点位置由顶界面上部(A_1)移向底界面下部(A_2)时，正对薄层上的电位梯度曲线转换符号，由正变负，A_1和A_2充电点ΔV_1曲线过零点都往浅部位移，这主要是地球空气分界面影响所致。模拟实验结果是在水平方向有限延伸薄铜板上获得的如图中b。当充电位置改变时，正对铜板上ΔV_1曲线符号转换标志变得不明显，主要连续性的标志是所有充电点的ΔV_1曲线的过零点都出现在薄铜板部位，其相对位移很小。综合上述结果可得出判定导电或良导电井间岩矿层电相关性的主要标志应是：充电点相对于层面位置改变时，ΔV_1

曲线的符号转换和过零点出现矿层部位。

图1-31a、b为井间高阻薄层上的电对比理论计算和水槽模拟实验结果。

图中a是井间电相关水平方向无限延伸高阻 ($\frac{\rho_2}{\rho_1}=100$) 薄层上电对比理论曲线。当充电点由顶界面上部（$A_1$）移向底界面下部（$A_2$）时，正对高阻层上曲线呈倒象异号。

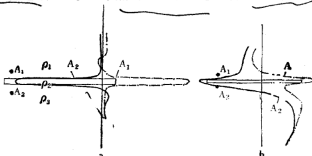


图 1-31

这是因为：当A_1点充电时，在高阻层中起主要作用的是透过顶界面电流（$1-K_{12}$）I，它的流向自上至下，其电位梯度值将是正值。相反，当A_2点充电时，在层中起主要作用的是透过底界面的电流（$1-K_{12}$）I，它与前者电流值相同(因围岩电阻率相同$\rho_1=\rho_3$)，但流向却是自下至上，方向与前者相反，所以其电位梯度值为负。若底层电阻率不等于盖层电阻率，则幅值也将发生变化。可见，充电点相对层面位置的改变，电对比曲线符号的转换，仍是确定井间高阻薄层电相关的标志。

图中b是水平方向有限延伸高阻胶木板 ($\frac{\rho_2}{\rho_1}=\infty$) 薄层上的模拟实验结果。由于模型实验中测量孔穿透了高阻薄层，不可避免地要受钻孔的影响。因此，实验曲线比理论曲线光滑，界面上的突变变得不明显，但它仍不失真地证实了理论计算结果的符号转换特点。应该指出，模拟实验曲线将更接近于实际观测情况。为了进一步证实其可靠性，在图1-32中示出了苏联某煤田高阻薄煤层上的电对比实例。

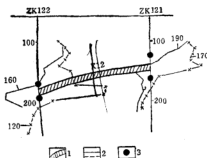


图 1-32
1—煤层；2—电对比曲线；3—充电点位置

由图可见，供电和测量孔互换时，电对比曲线的符号转换特点仍表现得十分明显。由此可得出井间高阻层电相关性解释的重要结论：若充电点A越过矿层时电对比曲线改变符号，异常符合这个转换原则，则可认为井间高阻是属于同一层，它在相邻钻孔之间是连续完整的；如果异常不符合这个转换原则，说明该层在井间断裂或根本不属同一层位。应用这一解释原则，就可判定图1-32中$ZK121$和ZK_1122间$K12$薄煤层在井间是电相关的，也即两孔所见的煤层是相连的。实际电对比工作中互换供电和测量孔的组合对比十分重要，它可提高对比精度，验证对比结果的可

靠性。

三、井间低阻和高阻岩矿层的电不相关性

对点源作用场中井间电性不连续的层状矿体位场分布问题很难获得数学解析解，通常是通过物理模拟和数值模拟方法进行研究。这里仅介绍一组物理模拟结果。

图1-33是不同斜断距（14.2cm，28.3cm）的井间电不相关铜板上的电对比模拟 实验结果。

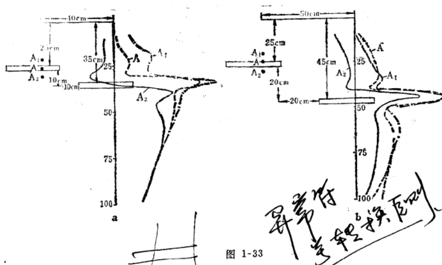


图 1-33

实验结果说明，只要井间低阻层电性是不连续的，充电点A越过薄层时，层上各电对比曲线不再符合异常转换原则，并一般不会出现ΔV_1曲线过零点。当井间薄层斜断距较小时见图中a，A_1和A充电点的ΔV_1曲线对应两层深度位置上都出现ΔV_1的极大值，但上层的极大值不大，可用它们来确定井间低阻层的深度位置和纵向间距。极大值的出现是由于该深度位置上低阻层吸引电流，使电流密度增大所致。这一点在底层以下井段表现得尤其明显。A_2充电点由于接近底层低阻层，其ΔV_1曲线反映类似旁侧盲矿异常，ΔV_1曲线过零点在薄层上。当井间薄层斜断距增大时见图中b，不同充电点ΔV_1曲线差异减小，上薄层不再有异常显示，只在测量孔通过薄层井段出现异常。由这些特征不难推论，只要互换供电和测量孔进行电对比，不管井间矿层的斜断距大小，其电相关性总可用电对比法进行判定。结合钻探资料，可确定其纵向（沿井深）间距。为了判定横向（垂直井轴）间距，则应作井-地方式一次场纵向（沿矿体走向）剖面测量。综合矿层间纵、横向间距，便可确定井间矿体的斜断距。

图1-34是不同斜断距的井间电不相关高阻层（胶木板）的电对比模拟实验结果。

与低阻电不相关电对比曲线类似，当充电电极A越过高阻层时，所得曲线不再符合异常符号转换原则，于是即可判定其电性是不相关的。显然，这是由于井间高阻层的电性不连续，在其断开部分充填了低阻介质所致。在这种情况下，当充电点位于顶界面上或底界面下时，不再符合透入层内电流方向相反的规律，也不会再出现异常反号，这就是井间电不相关性岩矿层失去异常转换原则的物理实质。正对高阻层上出现ΔV_1的极大值是由于该井段电阻率增高所致。井间高阻层的断距越大，A_1和A_2两条ΔV_1曲线的极大值越小，

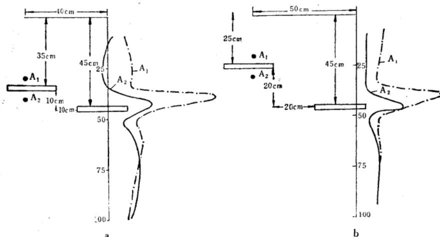


图 1-34

它们间的差异也越不明显。

以上分析的是井间低阻或高阻层电相关或不相关的断面资料。在实际工作中，当确定了勘探矿区各钻孔间矿体电相关性后，还可按钻孔平面分布作出其电性联系平面图。用它可圈定矿体范围，给出矿区地质构造分布的概貌。正因为如此，若矿区勘探的每一阶段都配合使用电对比法，就可显著地提高其地质效果和经济效果。

图1-35是苏联阿尔泰一个多金属矿床上的普查工作结果。这个矿床在地面呈现为一个明显的沿岩层走向伸展的自电异常。在异常中心打钻见矿后作了井-地充电法，圈定了矿体的地表投影范围和沿走向的长度，（图a中虚线表示充电法导电轴）。以后的工作分两个阶段来完成。

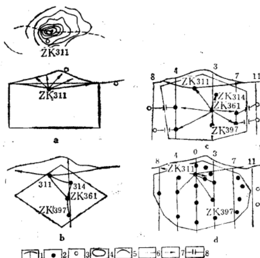


图 1-35

1—勘探剖面；2—见矿钻孔；3—无矿钻孔；4—工业矿化轮廓；5—自然电位等值线；6—充电导电轴；7—电相关；8—电不相关

第一阶段如图1-35b沿倾向用较大的间距布钻，一直打到勘探的极限深度。然后紧密配合井中物探，对矿点进行井中电对比，以确定矿体的形态细节。这一阶段已能做出矿体C_2级储量的评价。

第二阶段是在矿体两翼沿边界剖面打钻，以校验物探方法预定的边界线。在边界外的剖面上打两三个孔，证明无矿就行了。在边界剖面上的所有钻孔中都开展了井中物化探工作，特别是井中电对比测量，以便更详细地圈定矿体。

图1-35c上表示了按上述方法初

步勘探的结果。按这种方法在普查勘探中总共只需打12个钻孔，其中8个钻孔打在矿体范围内。实际上该矿按200×200m的网格共打了22个钻孔如图1-35d所示。两者对比十分清楚。配合井中物探方法进行勘探，比单纯用勘探网格勘探要少打10个钻孔。

这一实例充分证明，在普查勘探中配合井中物探，其中特别是井中电对比法，可以取得良好的经济效果。

思考题

1. 说明地-井方位测量的方法实质，若有一井旁球体，当方位测量时A极距井口距离r小于球心距井距离x，能否判别该球体方位？为什么？

2. 说明在什么样的地质地球物理条件下应使用井-地剖面激电测量或井-地充电法？

3. 说明井中电对比法的物理实质，对比井间低阻或高阻岩矿层时应怎样正确选择充电点位置？

4. 井中激电三种工作方式中有哪些排列的测量装置MN会垂直跨越供电电极A？这时会发生什么现象如何避免和克服它？

5. 从方法理论和工作方法技术等方面总结地面和井中激发极化法的异同。

参考文献

1. 蔡柏林等编　金属矿钻孔地球物理勘探　地质出版社　1981年

2. 蔡柏林、黄智辉、谷守民编著　井中激发极化法　地质出版社　1983年

第二章　井中三分量磁测

井中三分量磁测是普查勘探磁铁矿床有效的井中物探方法，它的基本原理和地面磁法勘探一样，是以研究各种岩矿石具有不同磁化强度J所引起的地磁场变化为基础的。方法的合理应用，可以解决诸如发现井旁盲矿，确定矿体相对于钻孔位置，矿体形状，产状，以及预报井底盲矿指导钻井等一系列地质问题。

第一节　地球磁场和岩矿石磁性

理论和实验研究证明，地球本身是一个大磁体，其磁场一级近似于磁偶极子的磁场，地球的北半球为磁偶极子的S极，南半球为N极，磁极分别位于北纬72°，西经102°，和南纬68°东经146°附近。地球转轴与地磁轴的交角为11°44′，地球磁矩$M=80052\times10^{22}\text{A}\cdot\text{m}^2$（安培·米²）

地球空间，无论是在空中、地面还是在地下处处存在着地磁场，所以不论是航空磁测、地面磁测、以及在钻孔中进行井中磁测，都是在地磁场中进行观测的，地壳中的各种岩矿石也都处在地磁场中而被磁化，岩矿石被磁化后产生磁异常，它与地磁场叠加在一起被观测到。因此，为了从地磁场中测量和区分出磁异常，就必须对地球磁场的分布和变化规律以及岩矿石的磁性有一明确的概念。

一、地球磁场

地磁场强度是一向量，它既有大小又有方向，通常用矢量$\boldsymbol{T}$表示，为了便于研究往往将$\boldsymbol{T}$分解成直角座标系上的几个分量，座标系的X轴沿地理子午线指正北，Y轴指东，X，Y轴位于水平面内，Z轴垂直向下指地心。矢量$\boldsymbol{T}$在Z轴上的投影叫垂直分量，用Z表示，$\boldsymbol{T}$在XOY水平面上的投影叫水平分量以$\boldsymbol{H}$表示，H在X轴上投影叫北分量X，在Y轴上投影叫东分量Y。X轴与$\boldsymbol{H}$分量间夹角叫磁偏角D，$\boldsymbol{T}$与水平面夹角叫磁倾角I，如图2-1。并规定向量$\boldsymbol{H}$由北向东的磁偏角D为正，向西为负。向量$\boldsymbol{T}$在北半球指向地平线之下，磁倾角I为正，指向上时为负。

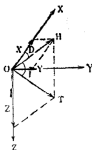


图 2-1

已知，在地表观测到的磁场是由几种具有不同来源的磁场所组成：

$$T=T_n+T_m+T_a+T_e+\delta_T \qquad (2.1)$$

式中T_n是基本磁场，相当于把地球看成是一个均匀磁化球体产生的磁场；T_m是由地壳内部各层构造不均匀以及种种内在原因所引起的磁场，称为大陆磁场；T_a是地壳表层被磁化的岩矿石等地质原因引起的磁场，称磁异常；T_e是地球以外的原因如大气层的电离层及太阳宇宙射线等引起的磁场；δ_T则是随时间变化的磁场。

通常T_n，T_m和T_e对某一工作地区实际上是固定不变的，它们的总和称地磁场的正常

场，用T_0表示

$$T_0 = T_n + T_m + T_e \tag{2.2}$$

而δ_T的数值很小，对目前井中磁测的观测精度来说可不必考虑，所以地磁场T可写成

$$T = T_0 + T_a \tag{2.3}$$

式中磁异常T_a又可分为两部分：一部分是由较大区域构造引起的，称区域异常T_{a_1}，另一部分则是由较小地质构造或地质体（如磁性岩体、磁铁矿等）所引起的，称局部异常T_{a_2}（或ΔT），考虑到井中磁测所探查的主要对象是钻孔周围的磁性地质体，其范围较小，因此区域异常T_{a_1}也可视为常值，可把其归入地磁场正常场

即

$$T_0 = T_n + T_m + T_e + T_{a_1}$$

因而

$$T = T_0 + \Delta T \tag{2.4}$$

在实际中，用仪器在钻孔中实测的是地磁场绝对值T，然后减去已知的正常场T_0，就可得到与磁性地质体有关的磁异常ΔT，它是井中磁测需要研究的对象。

二、岩矿石的磁性

自然界各种岩矿石具有不同的磁性，即使是同一种类的岩矿石因成分，构造及形成条件不同它们之间的磁性也会有差异，这是进行井中磁测的地球物理基础。因此，到一个工区工作之前，必须了解该区岩矿石的磁性，岩矿石的磁性强弱，通常用磁化强度J表示

$$J = J_i + J_r \tag{2.5}$$

式中J_i是感应磁化强度，主要取决于岩矿石的磁化率κ和地磁场T，即与现代磁场成正比

$$J_i = \kappa T$$

当岩矿石的磁化率很大时，J_i还与其形状大小有关，这就是所谓退磁影响。

J_r是剩余磁化强度，它与现代磁场无关，是在岩矿石形成时被当时的地磁场磁化而保留下来的磁性。由于一般岩石都具有较大的矫顽力，所以J_r可在岩石中长期保持其原有大小和方向，而不受现代磁场的影响。

表2.1中列出了几种主要岩矿石的磁性数据，它是根据大量标本测定结果编制的。从表中可以看出，在岩石中火成岩的磁性最强，沉积岩最弱，变质岩磁性则介于两者之间。火成岩由酸性到基性其中二氧化硅的含量逐渐减少，而铁磁性矿物的含量则逐渐增加，因

表 2.1

岩矿石类别	标本块数	κ $4\pi\times10^{-6}$SI			J_r 10^{-3}A/m		
		最大	最小	平均	最大	最小	平均
磁铁矿及钛镁矿	103	2×10^6	84×10^2	1625×10^2	81×10^5	5×10^3	774×10^2
其它铁矿	42	2×10^5	5×10	114×10^2	42×10^4	0	17×10^3
超基性岩	127	72×10^3	1×10^2	575×10	437×10^2	43×10	109×10^2
基性岩	642	227×10^2	0	254×10	42×10^3	0	39×10^2
酸性岩及片麻岩	1596	66×10^2	0	69×10	196×10^3	0	224×10
变质岩	381	367×10^2	0	147×10	74×10	0	17×10
沉积岩	4859	63×10^2	−4	12×10	65×10	0	2×10

1CGSM(κ) = 4πSI(κ)　　1CGSM(J) = 10^3A/m

而岩石磁性也就逐渐增大。各种磁铁矿石，如钒钛磁铁矿，矽卡岩型及变质磁铁矿的主要成分是磁铁矿，所以在矿石中具有最强的磁性，其感磁和剩磁大体上相同，有时甚至剩磁大于感磁，因此在研究矿石磁性时不应忽视剩余磁化强度J_r。

磁化强度J是磁性体的一个重要物理参数、当磁性体的大小、形状和产状决定后，磁化强度的大小和方向就成为决定磁异常形态和强度的主要因素。因为J决定了"磁荷"在物体表面的分布特点以及"面磁荷"密度的大小。J的方向与磁化磁场的方向一致，但对于磁化率很大和体积有限的铁磁体来说，J的大小和方向还取决于物体的形状，图2-2中是一个走向无限的水平薄板。

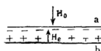


图 2-2

在外磁场H_0的磁化下，a面产生负磁荷，b面产生正磁荷，在其内部则产生一与外磁场方向相反的退磁场H_e，其关系为

$$H_e = NJ$$

式中N称退磁系数。由于退磁场H_e的存在于是

$$H = H_0 - H_e$$

$$J = \kappa H = \kappa(H_0 - H_e) = \kappa(H_0 - NJ)$$

或

$$J = \frac{\kappa}{1 + N\kappa} H_0 \tag{2.6}$$

退磁系数N取决于物体形状，对于球体$N = \frac{1}{3}$，对板状体当垂直板面磁化时$N = 1$，平行板面磁化时则$N = 0$。（在CGSM制中，球体$N = \frac{4}{3}\pi$，后者$N = 4\pi$及0）。

第二节 井中测磁原理

从前节已知，空间任一点地磁场强度T，是由地磁场的正常场T_0和与磁性地质体有关的磁异常ΔT所组成（见公式2·4）。从地质找矿观点出发，主要的研究对象是磁异常部分，为此必须测定矢量ΔT的方向和模值。实践证明，在井中最方便的测量方法是测量ΔT在直角座标系中磁场的三个分量。若用座标矢量来表示T和T_0则有

$$T = xi + yj + zk \tag{2·7}$$

$$T_0 = x_0 i + y_0 j + z_0 k \tag{2·8}$$

井中每一观测点的磁异常

$$\Delta T = T - T_0 = (x - x_0)i + (y - y_0)j + (z - z_0)k \tag{2·9}$$

式中x，y，z是井中每一观测点实测磁场分量值，x_0，y_0，z_0是地面基点上测得的正常地磁场分量值。

可见，怎样在井中确定地磁场三个分量的空间方向和模值是井中测磁的两个主要问题。

一、测量系统的定向问题

钻孔通常是弯曲的，因此，井中磁力仪座标系统的定向问题十分复杂，由于技术原因，目前国内外使用的仪器中尚未彻底解决这一问题，常用的定向系统有以下两种

1.轴向定向系统

井中磁力仪灵敏元件只有一个自由度，它始终平行于井轴、即Z轴。y轴垂直于井轴位于水平面内，x轴垂直于井轴位于井斜平面内（如图2-3a）。

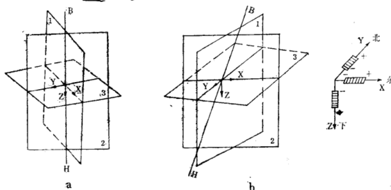


图 2-3

a.轴向定向系统，b.垂直定向系统.BH井轴

2.垂直定向系统

井中磁力仪灵敏元件有两个自由度，其中一个轴始终沿铅垂方向，即Z轴。Y轴水平始终指向井斜方位。X轴水平垂直于y轴，国产JSZ型井中三分量磁力仪就采用这种定向系统，并规定了三个磁敏元件的正负方向如图2-3b。

由此就可写出在垂直定向系统中的地磁场正常场分量和磁异常分量的表达式

$$
\begin{aligned}
X_0 &= T_0 \cos I \sin\beta \\
Y_0 &= T_0 \cos I \cos\beta \\
Z_0 &= T_0 \sin I
\end{aligned}
\qquad (2\cdot10)
$$

$$
\begin{aligned}
\Delta X &= X - Y_0 = X - T_0 \cos I \sin\beta \\
\Delta Y &= Y - Y_0 = Y - T_0 \cos I \cos\beta \\
\Delta Z &= Z - Z_0 = Z - T_0 \sin I
\end{aligned}
\qquad (2\cdot11)
$$

由（2.11）式即可求得磁异常水平分量和总场的模值，

$$\Delta H = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2} \qquad (2\cdot12)$$

$$\Delta T = \sqrt{\Delta H^2 + \Delta Z^2} \qquad (2\cdot13)$$

式中，β是井中每一观测点的井斜方位角

I是地磁倾角。

二、测磁原理

井中磁场的测量一般应用磁饱和原理。

1.坡莫合金的主要特性

井中三分量磁力仪中的磁场感受部分称磁灵敏元件，它由一根坡莫合金棒其上绕一定数量的线圈所构成。坡莫合金是一种软磁性合金，它的主要成分是铁、镍和钼，具有在弱磁场中磁导率大矫顽力小的特点。坡莫合金的磁滞回线和一般铁磁物质的截然不同如图2-4。

其主要特点是

（1）对外磁场H的变化感应灵敏，外磁场微小的变化就会引起磁感应强度B显著的

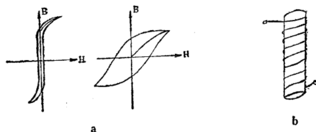


图 2-4

变化，可以说，磁感应的变化对相应外磁场变化起了放大作用。

（2）磁感应强度B和外磁场H的关系比较简单，可近似的用简单函数关系来表示。

（3）棒状坡莫合金磁敏元件，对磁化磁场有良好的方向选择性，这是由于磁感应强度$\boldsymbol{B}$与物体的磁化强度$\boldsymbol{J}$有关

$$B = H + 4\pi J \qquad (2\cdot14)$$

根据（2.6）式，物体磁化强度又随其退磁系数N变化

$$J = \frac{\kappa}{1 + N\kappa}H$$

结合两式可见，磁感应强度B也随退磁系数变化而变化，N增大时B将减小，反之B增大。由于磁敏元件的坡莫合金棒呈柱状，当外磁场方向垂直柱体轴时N最大，因而B很小。当外磁场方向平行于柱体轴时，N随比值d/l减小而减小（d是柱体截面直径，l是柱体长度）。通常制作磁敏元件的坡莫合金棒的d/l比值很小，因此沿轴向B就很大，所以磁敏元

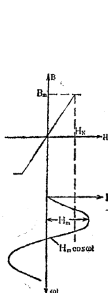


图 2-5

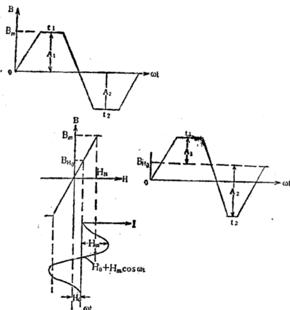


图 2-6

件只能测量沿轴方向的磁场分量。

2.二次谐波测磁原理

先假定磁敏元件不受外磁场H_0的作用（即$H_0=0$），只是在其两端接入正弦激励电压，这时通过磁敏元件电流I所产生的交变磁场为$H=H_m\cos\omega t$其振幅为H_m，当H_m大于坡莫合金磁敏元件的饱和磁场H_N时，磁感应强度B与交变磁场H的变化关系如图2-5。

可见，这时B达到饱和值B_m，并保持为常值，保持常值的一段时间t_1和t_2以及正负半周的振幅A_1和A_2彼此都相等。

若磁敏元件除受交变磁场H作用外，还受一恒定外磁场H_0的磁化（即$H_0\neq 0$，相当于受待测地磁场T作用），这时的B和H关系曲线如图2-6。

由曲线可见，磁感应强度B为常值的一段时间和正负半周B_m的振幅A_1和A_2都不相等，这是因为磁感应强度B是在恒定磁感应强度B_{H0}基础上变化之故。当交变磁场H为正半周与H_0同相时，磁感应强度B的振幅小，保持常值段的时间长，H为负半周时磁感应强度B的振幅大，保持常值段的时间短。如果H_0和H的方向与上述相反，则情况亦相反。H_0的大小变化时，磁感应强度B达到饱和时间将变化，因而其保持常值时间和正负半周振幅也随之改变。正是由于$H_0=0$和$H_0\neq 0$两种情况下，磁感应强度B变化的不同，所以可以利用其电学效应来测量外磁场的变化，目前国产JSZ型井中三分量磁力仪对地磁场的测定就是利用这一原理，即二次谐波测磁原理。把上述物理过程再用数学分析来描述就可更明确其概念。

现在假定，当$H_0=0$，$t_1=t_2$，$A_1=A_2$时，B和H的变化关系可近似的用一三次方曲线方程来表示

$$B=aH^3+bH \tag{2.15}$$

式中　a和b是常数、把$H=H_m\cos\omega t$代入上式，经变换后得

$$B=\frac{1}{4}aH^3{}_m\cos\omega t+\left(\frac{3}{4}aH^2{}_m+b\right)H_m\cos\omega t \tag{2.16}$$

（2.16）式表明，这时的磁感应强度B中只含有与H_m有关的奇次谐波。

若还有恒定外磁场H_0（实际测量中相当于地磁场T）作用时，则全部作用磁场变为

$$H_0+H=H_0+H_m\cos\omega t$$

则

$$\begin{aligned}B&=a(H_0+H_m\cos\omega t)^3+b(H_0+H_m\cos\omega t)\\&=\frac{1}{4}aH^3{}_m\cos3\omega t+\frac{3}{2}aH_0H^2{}_m\cos2\omega t\\&\quad+\left(\frac{3}{4}aH^2{}_m+3aH^2{}_0H_m+bH_m\right)\cos\omega t\\&\quad+\left(\frac{3}{2}aH_0H^2{}_m+aH^3{}_0+bH_0\right)\end{aligned} \tag{2.17}$$

可见，这时的磁感应强度B中除含有与H_m有关的奇次谐波外，还含有与外磁场H_0有关的二次谐波$\left(\frac{3}{2}aH_0H^2{}_m\cos2\omega t\right)$，磁敏元件输出的二次谐波电压$e_2$与感受的外磁场$H_0$间有如下关系

$$e_2 = \frac{4E_m}{3\pi}\left\{\left[1-\left(\frac{H_N+H_0}{H_m}\right)^2\right]^{3/2} - \left[1-\left(\frac{H_N-H_0}{H_m}\right)^2\right]^{3/2}\right\}\sin 2\omega t \tag{2.18}$$

二次谐波电压的振幅值为

$$E_2 = \frac{4E_m}{3\pi}\left\{\left[1-\left(\frac{H_N+H_0}{H_m}\right)^2\right]^{3/2} - \left[1-\left(\frac{H_N+H_0}{H_m}\right)^2\right]^{3/2}\right\} \tag{2.19}$$

式中$E_m = \omega NSH_m\mu_0\mu_K$，其中$\omega$是激励电流的角频率；$N$是线圈匝数；$S$是坡莫合金棒的截面积；$\mu_0$是真空磁导率；$\mu_K$是开路坡莫合金棒的磁导率。

由（2.18）式可以看出，当$H_0=0$时，$e_2=0$，当H_0符号改变时二次谐波电压值仍相等，但相位相反（差180°）。这说明二次谐波电压主要由外磁场H_0所引起的，因此，若把二次谐波电压作为一指示量（大小和方向），并用补偿法间接测定它，就可测定地磁场的大小和方向。

第三节　仪器和野外工作方法技术

一、JSZ型井中三分量磁力仪

TSZ型井中三分量磁力仪由重庆地质仪器厂制造，目前用于实际生产的有JSZ-I型、Ⅱ型，以及为配合小口径钻探而设计的JCX型井中五分量磁力仪（可同时进行钻孔倾角和方位测量）。不同型号的仪器只是在结构和线路上有某些差别，其基本原理是相同的，现以JSZ-Ⅱ型为例作简要介绍。

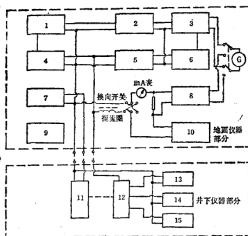


图 2-7

1—激励振荡器；2—控制电压放大器；3—倍频相敏整流器；4—1000Hz带通滤波器；5—2000Hz带通滤波器；6—选频放大器；7—三元件选择开关；8—电位差计；9—稳压器；10—地磁补偿器；11—继电器；12—分路器；13—X元件；14—Y元件；15—Z元件

JSZ-Ⅱ型井中三分量磁力仪用于在钻孔中测量地磁场水平分量（X、Y）和垂直分量（Z）强度的绝对值，或在非磁异常地区钻孔中作井斜方位测量。测磁范围可达100000nT，整套仪器由地面仪器和井下探头两部分组成，其原理框图如图2-7。

图中各部分的作用如下：

1. 1kHz激励振荡器，它是产生正弦交变磁场$H = H_m\cos\omega t$的讯号源，用以激励磁敏元件。

2. 1kHz及2kHz带通滤波器，1kHz带通滤波器用来压制激励电源中的二次谐波，使它不进入磁敏元件，以免与受外磁场作用而产生的二次谐波相混淆。2kHz带通滤波器用来阻止1kHz激励讯号通过，

使进入选频放大器的讯号主要为磁敏元件在受外磁场作用后产生的二次谐波。

3．2kHz选频放大器，其作用是把经过2kHz滤波器选出的微弱讯号加以放大，然后再输送到倍频相敏整流器，作为它的被测量讯号。

4．1kHz控制电压放大器和移向器，它是从激励振荡器中取出一部分电压加以放大后，输入至倍频相敏整流器，因倍频相敏整流器只在控制电压大于被测电压三倍以上时，才能进行线性整流输出。此外，因倍频相敏整流器要求控制电压和被测电压之间相位差90°（或270°），因此该放大器附加一个移向器，用以改变输出控制电压的相位。

5．倍频相敏整流器，从测磁原理已知，加于磁敏元件上的外磁场H_0，无论是正或负，都将出现振幅相同的二次谐波电压e_2，因此，仅根据其振幅是无法区分被测外磁场的正或负的，但当H_0由正变负（或由负变正）时，二次谐波电压相位将发生180°变化，借助于倍频相敏整流器，可区分被测二次谐波讯号的方向，以判别加于磁敏元件上外磁场的正或负。

6．地磁补偿器，调节地磁补偿器中的直流电流，也就是改变通过磁敏元件线圈中的直流电流，产生不同强度的人工磁场，并用换向开关改变其方向，使人工磁场方向与被测地磁场方向相反，以达到补偿，这就是地磁场测定的补偿法。

7．电位差计，在电阻活动臂之间可连续给出0—1000mV中的任意电压值，用于与被测电压进行补偿。

8．稳压器，供给电子线路稳定的10V电源，当电池由于连续使用电压低降时，仍能保持整个仪器正常工作。

9．磁敏元件，通过自身磁感应的变化，感受外磁场产生二次谐波电压，立体正交的X、Y、Z三个元件，分别感应地磁场三个分量。

10．继电器与分路器构成分路选择装置。继电器受地面仪器一开关控制，它每吸动一次，使分路器的凸轮旋转45°，按X-Y-Z-断的顺序循环接通磁敏元件，以便在每个测点上测定三个地磁场分量。

读者若要详细的了解仪器的电路原理和技术特性可参阅仪器说明书。

二、野外工作方法技术

井中三分量磁测的野外工作方法技术主要包括以下内容

1．工区选择的基本条件

（1）被探测对象应是具有一定规模的强磁性体（一般磁化强度J应达数万$\times 10^{-3}$A/m），并与围岩有明显的磁性差异。

我们知道，磁异常强度与磁性体的规模，磁性大小，形状以及相对于钻孔的位置等因素有关，从现有的仪器精度出发，垂直分量的观测误差为100—200nT，若以误差三倍为可靠的异常值，则其异常值应大于300—600nT，才有意义。据此，对磁性体的物性条件可作大致的估计：

设一垂直磁化的球形铁矿体，其直径$D=100$m，比重为4 t/m^3，矿体储量为210×10^4t。若钻孔距该球体中心为150m，欲在钻孔中测得500—1000nT垂直分量磁异常，则其物性条件是：磁化强度J应不小于30—60A/m（经退磁校正）。

（2）所测钻孔与被寻找磁性体间距离应在仪器探测范围之内。

所谓探测范围是相对的，有条件的，例如，磁性体的规模越大，磁性越强或仪器的精

度越高，则探测范围越大，反之则小。现仍以上述垂直磁化球体为例（假定$J=60\text{A/m}$），则其旁侧钻孔中测得的垂直分量极大值如表2.2

表 2.2

钻孔距球心距离(m)	100	130	150	200	250
钻孔距球体边缘距离(m)	50	80	100	150	200
ΔZ_{max}(nT)	-2618	-1192	-775	-328	-168

可见，从现有仪器精度出发，对该球体的侧旁探测范围大致为150—200m。

（3）由于目前使用的JSZ-型井中三分量磁力仪采用偏心重锤定向原理（垂直定向系统），欲获得三个分量的异常值，钻孔或主要工作井段的顶角必须大于5°，而且必须具有准确的井斜方位资料，否则只能测垂直分量。但当磁性体呈东西走向或近东西走向时，可利用水平分量模差$\Delta H'$曲线，

$$\Delta H' = H - H_0 \tag{2.20}$$

这时的水平分量模差$\Delta H'$近似于ΔH在南北向剖面上的投影，故利用$\Delta H'$和ΔZ合成的在南北向剖面内的$\Delta T'$接近于$\Delta T_{\perp}$。在这样的条件下，即使是在直孔中进行三分量的测量仍具有实际意义。

2.正常场的确定

井中磁测的基点应与地面磁法基点一致，若工区内无地面磁法基点，可在地面磁场平稳地段自选基点。选定基点后，可把井下仪架在井斜校正架上，并安放于基点上，使仪器倾斜5°左右，然后分别在东、南、西、北方位上读出三个分量值：X_1、Y_1、Z_1、X_2、Y_2、Z_2、……X_4、Y_4、Z_4。根据这些数据就可求出正常场的垂直分量和水平分量的平均值

$$Z_0 = \frac{(Z_1+Z_2+Z_3+Z_4)}{4} \tag{2.21}$$

$$H_0 = \frac{(\sqrt{X^2_1+Y_1{}^2} + \sqrt{X_2{}^2+Y^2_2} + \sqrt{X^2{}_3+Y^2{}_3} + \sqrt{X^2{}_4+Y^2{}_4})}{4} \tag{2.22}$$

正常场水平分量的方向一般认为指向磁北。每三个月应校对一次基点，当仪器经过调节后也应进行复对。

3.井场测量

（1）应向地质和钻探人员了解钻孔施工位置，地质资料，钻孔柱状图以及孔内安全情况。

（2）检查仪器的灵敏度，标准电源，零点等等，当仪器工作正常后才可把井下仪装紧下井。

（3）下放电缆，第一个测点应距套管鞋20m，然后沿井深点测，点距通常选用10m，在磁场变化剧烈的井段应加密，加密程度以曲线圆滑为宜。提升时进行重复检查，要求检查工作量应大于10%，检查点要均匀分布，对于突变点也要作检查观测。重复或检查观测精度按单孔评定，通常用绝对平均误差来衡量，其计算公式如下

$$\Delta\sigma = \frac{\Sigma|\sigma_1 - \sigma_2|}{n} \tag{2.23}$$

式中　$\Delta\sigma$——绝对平均误差（mV）

σ_1——原始观测毫伏值

σ_2——重复或检查观测毫伏值

n——重复或检查观测点数

要求绝对平均误差应小于2mV。

（4）绘制草图，在井场作出定性和半定量解释，填写井中三分量磁测结果说明书，并向地质人员提出停钻还是继续钻进的建议意见。

三、资料整理及成果图示

三分量磁测资料整理的主要任务是，由所测原始数据计算出磁异常垂直分量ΔZ，水平分量ΔH，水平分量模差$\Delta H'$，以及磁异常总矢量ΔT及其在横断面（垂直矿体走向，通常是钻孔所在的勘探剖面）或纵断面（平行矿体走向）上的投影$\Delta T_\perp$或$\Delta T_{//}$。并以曲线或矢量图的形式表示出。在计算前应收集以下有关资料：

（1）钻孔倾斜方位角β。

（2）在基点上观测所得的工区地磁场正常场垂直分量Z_0和水平分量H_0。

（3）计算$\Delta H_\perp$和$\Delta T_\perp$用的剖面方位角A，它一般是垂直矿体走向线或勘探剖面的方位角。

1.斜孔原始资料计算步骤

（1）磁异常垂直分量ΔZ

由于Z和Z_0方向相同，因此将每点所测的Z值减去正常场垂直分量Z_0就得到了磁异常的垂直分量

$$\Delta Z = Z - Z_0 \tag{2.24}$$

（2）磁异常水平分量ΔH

ΔH是一个水平面内的向量，可由H减去H_0求得，这是向量运算。其中H可由实测X、Y分量合成，H_0方向为磁北，用计算法求ΔH的原理和步骤如下

a.如图2-8a，求H_0在x轴和y轴上（井斜方位）的投影H_{0x}和H_{0y}。

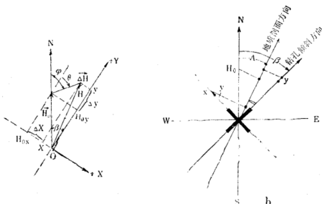


图 2-8

$$H_{0x} = -H_0 \sin\beta, \quad H_{0y} = H_0 \cos\beta \tag{2.25}$$

b.求H与H_0在x轴和y轴上的模差值

$$\Delta X = X - X_0 = X - H_{0x} \tag{2.26}$$

$$\Delta Y = Y - Y_0 = Y - H_{0y} \tag{2.27}$$

c.求ΔH的模值

$$\Delta H = \sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2}$$

d.求ΔH的指向角φ

φ角从N起算，是沿顺时针方向与ΔH的夹角（亦即ΔH方位角）

$$\varphi = \theta + \beta$$

式中θ角由下列公式确定

$$\theta = \begin{cases} \mathrm{tg}^{-1}\left|\dfrac{\Delta X}{\Delta Y}\right| & (\Delta X\text{正}, \ \Delta Y\text{正}) \\ \pi - \mathrm{tg}^{-1}\left|\dfrac{\Delta X}{\Delta Y}\right| & (\Delta X\text{正}, \ \Delta Y\text{负}) \\ \pi + \mathrm{tg}^{-1}\left|\dfrac{\Delta X}{\Delta Y}\right| & (\Delta X\text{负}, \ \Delta Y\text{正}) \\ 2\pi - \mathrm{tg}^{-1}\left|\dfrac{\Delta X}{\Delta Y}\right| & (\Delta X\text{负}, \ \Delta Y\text{负}) \end{cases} \tag{2.28}$$

e.由ΔH模值和φ角即可作出ΔH矢量图。

（3）磁异常水平分量ΔH在横剖面上的投影$\Delta H_\perp$，如图2-8b，可求出

$$Y_\perp = Y\cos(\beta - A), \quad X_\perp = X\sin(\beta - A)$$

$$H_{0\perp} = H_0 \cos A$$

$$H_\perp = Y\cos(\beta - A) - X\sin(\beta - A)$$

$$\Delta H_\perp = H_\perp - H_{0\perp} \tag{2.29}$$

式中，X、Y为实测分量值（注意符号）。

（4）计算磁异常总矢量在横剖面上的投影$\Delta T_\perp$

$$\Delta T_\perp = \sqrt{\Delta H_\perp^2 + \Delta Z^2} \tag{2.30}$$

求出$\Delta T_\perp$与水平方向所夹锐角

$$\alpha = \mathrm{tg}^{-1}\left|\frac{\Delta Z}{\Delta H_\perp}\right|$$

由α角及$\Delta H_\perp$和ΔZ正负号关系换算出$\Delta T_\perp$的倾角φ'

$\Delta H_\perp$	ΔZ	ϕ'
+	+	α
−	+	$180° - \alpha$
−	−	$180° + \alpha$
+	−	$360° - \alpha$

$-\Delta H$ $-\Delta Z$	$+\Delta H_\perp$ $-\Delta Z$
$-\Delta H_\perp$ $+\Delta Z$	$+\Delta H_\perp$ $+\Delta Z$

横轴：$+\Delta H_\perp$；纵轴：$+\Delta Z$

2.直孔原始资料的计算步骤

（1）磁异常垂直分量ΔZ

$$\Delta Z = Z - Z_0$$

（2）水平分量模差$\Delta H'$

它由实测水平分量模值H和正常水平分量模值H_0相减获得，

$$\Delta H' = H - H_0$$

$\Delta H'$的物理意义如图2-9

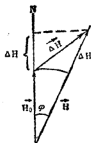


图 2-9

设磁异常水平分量ΔH的北分量为ΔH_N，

$$\Delta H_N = H\cos\varphi - H_0$$

则

$$\Delta H' - \Delta H_N = H\ (1 - \cos\varphi)$$

如果将$\Delta H'$当作ΔH_N，则其相对误差为

$$\eta = \frac{\Delta H' - \Delta H_N}{\Delta H_N} = \frac{H(1-\cos\varphi)}{H\cos\varphi - H_0}$$

对某一具体工区说，H_0是固定的，因此η只与H和φ有关，亦即取决于ΔH。

当$\varphi = 0°$时，即ΔH和H_0同向或反向时，$\eta = 0$，这时$\Delta H'$就等于ΔH_N，只有当ΔH接近与H_0垂直时（或ΔH较大）即$\varphi = \cos^{-1}\dfrac{H_0}{H}$，$\Delta H'$就远大于$\Delta H_N$。由此可见，当矿体走向近于东西，在矿体中部垂直走向剖面内或在等轴状矿体的近南北向剖面内，由于H和H_0的夹角较小，故$\Delta H'$就可近似的看作ΔH或ΔH_N，其误差不会太大，这就是$\Delta H'$的应用条件和实质。

水平分量模差不论在直孔或斜孔内都能测出，因此$\Delta H'$模差曲线，不受定向限制，它是目前直孔定向问题没有解决前，充份利用井中三分量磁测资料的一个途径。

由于井中三分量磁测资料手工计算较繁复，在实际工作中已开始采用带程序的小型台式计算机进行计算和自动成图，不久井中三分量磁测就会实现数字化。

3.成果图示

（1）井中三分量磁测图

一般画出以下曲线或向量图，其格式如图2-10。

a. ΔZ磁异常曲线，曲线以正常场为零线，右为正异常，左为负异常，该曲线用作定性和半定量解释外，还用作定量解释。

b. $\Delta H'$模差曲线，其表示方法与ΔZ类似，即以H_0为零线，右正左负，$\Delta H'$的准确度与ΔZ相当，由于它只在某种条件下近似于ΔH或ΔH_N，一般不用作定量解释，但用它配合ΔZ曲线判断矿体与钻孔的相对位置，往往可取得较好效果。

c. ΔH向量图，此图本来应该用平面图表示，但平面图难以直观反映磁场沿钻孔不同深度的变化情况，为了统一这个矛盾，通常采用剖面平面图形式，即ΔH是按测点深度画出的，但每一点的向量仍表示磁异常水平分量在平面上的分布情况，作图时假定图纸上方为磁北方向，每点的向量箭头表示ΔH指向，模长表示强度大小。此图的主要作用是粗略的判断磁性体和钻孔的相对位置，指示矿体赋存方向。

d. 总矢量在横剖面上的投影$\Delta T_\perp$和总矢量在纵剖面上的投影$\Delta T_{/\!/}$，它们都用矢量

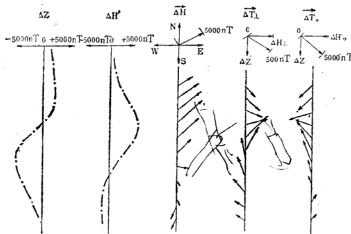


图 2-10

表示，是真正的剖面图，两图的准确度介于ΔZ和ΔH之间，能形象的描绘出磁性体所产生的磁力线在横或纵剖面上的分布情况，主要用来配合ΔZ曲线判断钻孔与磁性体的相对位置，也可用矢量解释法作定量解释。

（2）磁法综合剖面图，它综合地面磁法在勘探剖面上的精测成果及剖面上各钻孔中的三分量磁测结果，两者结合进行解释。

（3）地质，物探（地面和井中磁测）综合剖面图或平面图。

第四节　井中三分量磁测的成果解释

井中和地面磁测的探测对象都是磁性体，由于观测对象的统一性，因而井中磁测成果的推断解释理论基础，一般任务和原则与地面磁测是类同的。这就是说，原则上地面磁法的正反演公式都可经转换应用于井中，但由于地面现用的解释方法多使用ΔZ曲线，转换至井中则成为ΔH曲线，而目前井中的ΔH分量还难于准确的测出，且转换时矿体形态和磁化方向也要跟着改变，当地面和井中磁测资料同时计算时就很不方便，致使这种转换方法受到限制。因此，仍有必要建立一套完整的井中磁测正反演问题解析式，况且井中磁测研究的是沿钻孔轴观测的在地表以下半空间分布的磁异常特征，在推断解释上还有它的特殊性

1.对地面磁法而言，矿体总是在地表以下。但对钻孔轴来说，矿体可能存在于它周围的任何方位，因此井中磁测不仅要确定矿体距钻孔的距离，还要判定它相对于钻孔的方位。

2.在北半球矿体的磁化方向一般总是朝下的，这称为“正常磁化”。由于钻孔轴与矿体相对位置可以是任意的，例如，当钻孔近矿头时相当于地面磁法的“正常磁化”，相反当钻孔近矿尾时则相当于“反常磁化”，所以井中磁测对矿体磁场的研究就要包括两种磁化情况下的异常曲线，这也说明井中磁测更容易解决矿体下延问题。

3. 地面磁法所研究的总是磁性体的外部磁异常分布特征，但对井中磁测，当钻孔穿透磁性体时，不仅观测到外部磁异常，在穿过磁性体井段还观测到内部磁异常，因此，对内磁场的研究和利用是井中磁测特有内容。

4. 井中磁测所得资料，受钻孔数量，位置，孔深等限制。这样，在推断解释时资料的选择取舍余地不大，常常会遇到所测异常不完整情况，且由于钻孔观测的独立性，往往需要对单孔资料作及时的地质解释，有时甚至在井场就要提出初步解释意见，以指导钻进。因此，在保证质量的前提下，其推断解释常强调一个"快"字，需要的是简易快速的解释方法。

就钻孔情况说，可分为未见磁性体的旁侧孔或穿过磁性体的见矿（岩体）孔两类，前者观测到的是外部磁异常，后者则外部和内部磁异常都存在、应按各自的特征进行推断解释。

要求井中磁测解决的主要地质任务是：研究井壁问题（诸如划分钻孔剖面，查明磁性层，确定其深度和厚度，确定地面磁异常的地质起因，提供岩矿石磁性参数等）；发现井旁盲矿，确定其相对于钻孔的位置；预报井底盲矿；估计其深度，研究矿体形状，大小、产状等。一般按定性，半定量和定量解释的步骤进行，其实定性和定量解释之间无严格界限，因为定性解释中往往要拿定量计算结果为依据，而定量计算又必须以定性结论为基础。

现就以上地质任务讨论三方面问题。

一、两种磁性介质分界面处和有限厚磁性层上的磁场

研究井壁地质问题，提供地面和井中磁测解释所需的磁性参数，搞清磁异常的地质起因，是井中三分量磁测的一项基础工作。为此，首先来讨论钻孔穿过磁性成层介质时井中磁场的分布特征。

根据场论，在两种磁介质1和2分界面处，磁场强度$\boldsymbol{T}$与磁感应强度$\boldsymbol{B}$应满足如下边界条件，如图2-11

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{T}_2=\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{T}_1 \tag{2.31}$$

$$\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{B}_2=\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{B}_1 \tag{2.32}$$

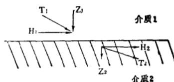


图 2-11

式中$\boldsymbol{n}$是垂直分界面方向的单位矢量，设$\boldsymbol{T}_1=\boldsymbol{Z}_1+\boldsymbol{H}_1$，$\boldsymbol{T}_2=\boldsymbol{Z}_2+\boldsymbol{H}_2$分别为1和2介质中的磁场强度，其中$\boldsymbol{Z}_1$，$\boldsymbol{Z}_2$为垂直分界面的磁场分量，$\boldsymbol{H}_1$和$\boldsymbol{H}_2$为平行分界面的磁场分量，将其代入（2.31）式得

$$\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{Z}_2+\boldsymbol{H}_2)=\boldsymbol{n}\times(\boldsymbol{Z}_1+\boldsymbol{H}_1)$$

或

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{Z}_2+\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}_2=\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{Z}_1+\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}_1$$

因为$\boldsymbol{n}$与$\boldsymbol{Z}$平行，故其矢量乘积为零，即

$$\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}_2=\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{H}_1$$

由于$\boldsymbol{n}$为单位矢量，$\boldsymbol{H}_2$和$\boldsymbol{H}_1$又相互平行，如果这两个矢量乘积相等，那么磁场分量本身必然相等

$$H_2=H_1 \tag{2.33}$$

也就是说，在分界面上H分量是连续的。

设B_1^n和B_2^n是垂直分界面上的磁感应强度，B_1^t和B_2^t是平行分界面的磁感应强度，把其

代入（2.32）式

$$n\cdot(B_2^n+B_2^t)=n\cdot(B_1^n+B_1^t)$$

由于n和B^t相互垂直其向积为零，即得

$$n\cdot B_2^n=n\cdot B_1^n$$

同理可得

$$B_2^n=B_1^n$$

又因

$$B=H+4\pi J$$

所以

$$B_2^n=Z_2+4\pi J_2^n$$

$$B_1^n=Z_1+4\pi J_1^n$$

因为Z和J同向，矢量运算可变为代数运算

$$Z_2-Z_1=4\pi(J_1^n-J_2^n) \tag{2.34}$$

这就是说，在分界面上垂直分量是不连续的，它产生突变，其大小正比于两种接触介质内磁化强度法线分量之差。

两个边界条件表征着分界面处磁场变化特征，并说明不同磁性介质界面两个相邻点上，磁场差值ΔT的方向总是垂直于分界面的，其表达式为

$$\Delta T=-4\pi\Delta J^n \tag{2.35}$$

假设界面水平，且介质1是非磁性的（$J_1=0$），则ΔT就是垂直分量

$$\Delta Z=-4\pi J_2^n \tag{2.36}$$

即在分界面上发生$-4\pi J_2^n$的突变，当考虑剩磁影响时（2.35）式变为

$$\Delta T=-4\pi J_i^n-4\pi J_r^n$$

或

$$\Delta T=-4\pi kZ_2-4\pi J_r^n \tag{2.37}$$

由于Z_2很容易根据介质2中总磁场强度沿垂直分界面方向上的投影来确定，当$J_r=0$时，用（2.37）式可计算磁化率值κ，或已知磁化率值（如用磁化率测井配合）公式便可用来求剩余磁化强度的法线分量。

以上讨论的是一个无限大分界面情况，且不考虑井的影响，但实际情况钻孔总是存在的，且穿过的磁性层厚度有限，即存在两个分界面的影响。当钻孔穿过有限厚磁性层时，沿井轴测得的将有两部分磁场，未进入磁性层井段是外部磁场，进入磁性层井段则是内部磁场，整个异常由这两部分磁场所构成。

若假定磁性层是一均匀磁化，半径为d_1厚度为$2h$的直立圆柱体，其两端水平，沿圆柱中心被半径为d_0的直孔穿过，其磁化强度为J_0，磁化倾角I_0，如图2-12。

感磁结果，在磁性层的顶底面A，B（水平面）以及井壁两侧面C，D，圆柱层外侧面E,F（直立半圆柱面）都感应出“磁荷”其符号见图。在所讨论的情况下，A，B“磁荷”面在井轴上产生的磁场为ΔT_{AB}，它平行于井轴垂直于顶底面，因而只有垂直分量。而C，D，E，F“磁荷面”在井轴上产生的磁场为ΔT_{CD}，ΔT_{EF}，它们垂直于井轴。只有水平分量。

我们首先来计算ΔT_{AB}，为此，采用原点选在圆柱体中心的圆柱座标系。在A面上任取一小磁荷面ds，其座标为ρ，θ，h，具有磁荷为$m=-\sigma_A\rho d\theta d\rho$，（$\sigma_A$为$A$面的磁荷密度，$\rho d\theta d\rho$为$ds$面积），它对井轴上$P$点（座标为0，0，$z$）产生的磁场垂直分量为

图 2-12

图 2-13

$$d(\Delta Z_A) = -\sigma_A \frac{(Z+h)}{[\rho^2+(Z+h)^2]^{3/2}} \rho d\theta \ d\rho$$

整个A面产生的磁场垂直分量为

$$\Delta Z_A = \Delta T_A = -\sigma_A \int_0^{2\pi} d\theta \int_{d_0}^{d_1} \frac{(Z+h)}{[\rho^2+(Z+h)^2]^{3/2}} \rho d\rho$$

$$= 2\pi\sigma_A \left[\frac{(Z+h)}{\sqrt{d_1^2+(Z+h)^2}} - \frac{(Z+h)}{\sqrt{d_0^2+(Z-h)^2}} \right]$$

同理可求得B面所产生的磁场垂直分量

$$\Delta Z_B = \Delta T_B = 2\pi\sigma_B \left[\frac{(Z-h)}{\sqrt{d_0^2+(Z-h)^2}} - \frac{(Z-h)}{\sqrt{d_1^2+(Z-h)^2}} \right]$$

因此A，B两面产生的磁场为

$$\Delta Z_{AB} = \Delta T_{AB} = \Delta Z_A + \Delta Z_B = 2\pi J_\perp \left[\left(\frac{Z-h}{\sqrt{d_0^2+(Z-h)^2}} + \frac{Z+h}{\sqrt{d_1^2+(Z+h)^2}} \right) - \left(\frac{Z-h}{\sqrt{d_1^2+(Z-h)^2}} + \frac{Z+h}{\sqrt{d_0^2+(Z+h)^2}} \right) \right] \quad (2.38)$$

式中$J_\perp = J_0 \sin I_0 = \sigma_A = \sigma_B$，对某一工区说$J_0$、$I_0$、$d_0$等都是常数，因此，$\Delta Z_{AB}$主要决定于$h$和$d_1$，固定$d_1$对不同的$h$可用上式计算出$\Delta Z_{AB}$理论曲线，如图2-13

分析（2.38）式及理论曲线可得以下结论

1. ΔZ曲线在磁性层两端面外出现正值，界面上呈负跳跃，层内ΔZ皆为负值。层越厚端面外正异常越大，但层中部的内磁场负值降低。

2. 当$h \gg d_0$，在层面上$Z = \pm h$

$$\Delta Z_1 = -2\pi J_\perp \left(1 - \frac{2h}{\sqrt{d_1^2+4h^2}} \right)$$

若$d_1 \gg h$　$\Delta Z_1 = -2\pi J_\perp$　　(2.39)

当$h \gg d_0$，在层中心$Z=0$

$$\Delta Z_2 = -4\pi J_{\perp}\left(1-\frac{h}{\sqrt{d_1^2+h_2^2}}\right)$$

若 $d_1 \gg h$ $\quad \Delta Z_2 = -4\pi J_{\perp}$ (2.40)

这就是说，当$d_1 \gg h \gg d_0$时，层内的内磁场值近似等于$-4\pi J_{\perp}$，且$\Delta Z_1/\Delta Z_2=1/2$，即可用异常的半幅值点确定层面深度位置，并求得磁性层厚度。当层水平延伸不大时，层内的内磁场将小于$-4\pi J_{\perp}$，划分层面点位置将向负异常根部移动。

现在再讨论ΔT_{EF}和ΔT_{CD}，考虑到d_1较大时圆柱体外侧面E，F，在钻孔内产生的磁场ΔT_{EF}可忽略不计，而井壁磁荷面C、D所产生磁场为

$$\Delta T_{CD} = \Delta H = \frac{2\pi J_{/\!/}}{1+2\pi\kappa_1} \tag{2.41}$$

式中$J_{/\!/}=J_D\cos I_0$，κ_1是磁性层的磁化率。可见在磁性层上水平分量为正值，它只存在磁性层内部井段，方向垂直于井轴大致指北。

上述理论分析给出了应用井中三分量磁测成果来划分钻孔磁性剖面，查明磁性层，确定其深度和厚度，提供岩矿层磁参数的一些准则。它同时也是研究井周空间作地质解释的依据。通常井周旁侧矿体产生的磁异常ΔZ，ΔH曲线变化明显，有规律，强度一般较大，$\Delta T_{\perp}$矢量大小和指向都呈规则变化，表现出明显的收敛和发散趋势。而当钻孔穿过的是具有显著磁性的非矿岩体（层）时，孔内观测到的是内磁场，ΔZ是负值，ΔH为正值，异常强度较小，其范围与岩体（层）分布一致，曲线不规则，多呈锯齿状，在界面上ΔZ跳跃近似等于$-4\pi J_{\perp}$，$\Delta T_{\perp}$的大小和方向变化显得杂乱无章。图2-14是无磁性砂砾岩及煤系与磁性辉长辉绿岩的接触，其井中磁异常完全反映了岩体内磁场的特征。由此不难分辨是旁侧矿体引起的异常，还是磁性岩体的异常。当磁性岩体位于井旁或是两者异常叠加时，这种分辨就要复杂得多，这时必须结合地面磁法和地质资料进行综合研究。

二、若干规则形态磁性体的正反演问题

井中三分量磁测的主要地质任务是发现井旁盲矿，预报井底矿体，确定其相对于钻孔的位置等，为了说明在解决这些地质任务中，所使用的定性和定量解释的一些方法的依

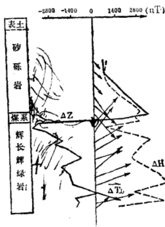


图 2-14

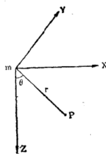


图 2-15

据，下面讨论几种规则形体的正反演问题。

由于井中磁测成果不但表示成磁场分量强度曲线，还应用矢量图形式，即磁力线分布特点，因此在正演计算中除磁场强度解析式外，还将导出磁力线方程（力线函数）。

1.点磁极

对于顺轴磁化的细柱体，只在顶端和底端有磁荷，如果延伸较大，测点就只受顶端磁荷的影响，这时就可视为点磁极。

（1）位函数及磁场空间分布特征

根据库伦定律，点磁极$-m$在P点的磁位为

$$V=\frac{-m}{r}=\frac{-m}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} \tag{2.42}$$

直角座标系原点在点磁荷上，式中m表示磁荷量，负号是因为在北半球正常磁化下矿头为负磁荷，r为点磁荷至P点距离，如图2-15

由点极m所产生的磁场强度三个分量ΔX，ΔY，ΔZ，应为V在三个座标轴方向的偏导数负值

$$\Delta X=-\frac{\partial V}{\partial x}=\frac{-mx}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} \tag{2.43}$$

$$\Delta Y=-\frac{\partial V}{\partial y}=\frac{-my}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} \tag{2.44}$$

$$\Delta Z=-\frac{\partial V}{\partial z}=\frac{-mz}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} \tag{2.45}$$

对于经过磁极沿X轴的剖面$y=0$，上式可简化为

$$\Delta X=\Delta H=\frac{-mx}{(x^2+z^2)^{3/2}}=\frac{-m}{r^2}\sin\theta \tag{2.46}$$

$$\Delta Y=0$$

$$\Delta Z=\frac{-mz}{(x^2+z^2)^{3/2}}=\frac{-m}{r^2}\cos\theta \tag{2.47}$$

可用空间等值线来表示磁场的空间分布特征，其含义和地面物探中一样，即在剖面内把ΔZ（或ΔH）值相同的点连接构制出等值线。

A、ΔZ空间等值线

$$\Delta Z=\frac{-m}{r^2}\cos\theta$$

$$r=\sqrt{\frac{-m}{\Delta Z}\cos\theta} \tag{2.48}$$

（2.48）式就是ΔZ空间等值线的极座标表达式。选定某一ΔZ值，改变一个θ角可得相应的r值，定出一个点，如此把一系列点连接起来便可构制出ΔZ空间等值线。然后再给定一ΔZ值，又可得一条ΔZ等值线，如图2-16a

可见，在m点以上，空间ΔZ为正，下半空间为负值。



B、ΔH空间等值线

$$\Delta H=\frac{-m}{r^2}\sin\theta$$

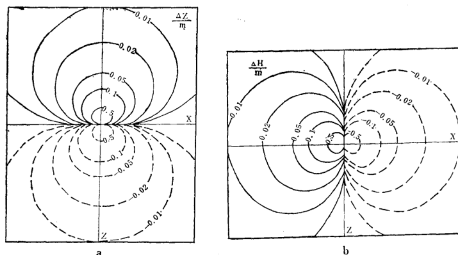


图 2-16

$$r=\sqrt{\frac{-m}{\Delta H}\sin\theta} \tag{2.49}$$

(2.49) 式是ΔH空间等值线的极座标表达式，其等值线如图2-16b。它与ΔZ空间等值线的形状相似，可由其向逆时针旋转90°得到。

C、ΔT空间等值线

$$\Delta T=\sqrt{\Delta Z^2+\Delta H^2}=\frac{m}{r^2}$$

$$r=\sqrt{\frac{m}{\Delta T}} \tag{2.50}$$

式中ΔT为总磁场矢量模值，由 (2.50) 式可知，ΔT空间等值线是以点磁场为圆心的同心圆，如图2-17

(2)磁力线方程

根据磁力线与等位线处处相垂直这一特点，就可导出力线函数u的微分方程。设在XOZ剖面内沿某一等位线 (V是常数) 求V的全微分

$$dV=\frac{\partial V}{\partial x}dx+\frac{\partial V}{\partial z}dz=0$$

则

$$\left(\frac{dZ}{dx}\right)_V=\frac{\frac{\partial V}{\partial x}}{-\frac{\partial V}{\partial z}}=-\frac{\Delta H}{\Delta Z}$$

由于磁力线 (u=常数) 与等位线处处垂直，它们的斜率应互为负倒数，所以对u说则有

$$\left(\frac{dZ}{dX}\right)_u=\frac{\Delta Z}{\Delta H}=\frac{z}{x}$$

经积分求得磁力线方程为

$$\ln z=\ln x+\ln C \qquad \text{或} \qquad z=Cx \tag{2.51}$$

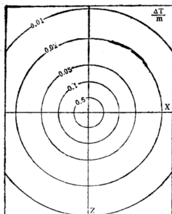


图 2-17

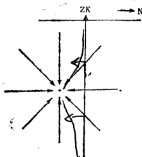


图 2-18

式中C是积分常数，C取不同值便得到一组点磁极的磁力线，它是一组过点极的辐射线，如图2-18

（3）解释

解释的主要任务是确定井旁点磁极的位置，其中包括确定其相对于钻孔的方位，求矿顶（尾）埋深，及距钻孔的水平距离等。并假定钻孔是直孔，位于XOZ面内。

A. ΔZ曲线

分析图2-16a和2-18可见，无论钻孔在磁极的那一侧，点磁极（矿顶）的ΔZ都是上正下负的反"S"形曲线如图2-19，这是因为在点极深度以上，ΔZ分量指向向下为正，对应点极深度$\Delta Z=0$以下，ΔZ指向向上为负，所以这时仅用ΔZ曲线不能作定位解释，为作定位解释必须配合ΔH曲线。

矿顶深度则可用$\Delta Z=0$处深度坐标求得。钻孔与矿顶的水平距离X可根据ΔZ曲线特征点求出，为此，先求ΔZ曲线极值点位置

$$\frac{d(\Delta Z)}{dz}=m\left[\frac{x^2+z^2-3z^2}{(x^2+z^2)^{5/2}}\right]=0$$

则有

$$x^2-2z_m{}^2=0 \qquad z_m=\frac{x}{\pm\sqrt{2}}$$

$$x=\sqrt{2}\,z_m=0.707D_1 \tag{2.52}$$

式中 D_1为正负极值点间距离。z_m为Z的极大和极小值点的纵坐标。

若把$z_m=\pm\frac{x}{\sqrt{2}}$ 代入ΔZ公式，就可求出极值强度

$$|\Delta Z|_{max}=\frac{2m}{3\sqrt{3}\,x^3} \tag{2.53}$$

求出x后可用（2.53）式求磁荷量m。

B、用ΔH曲线

取X轴向北（包括东北。西北）为正，当钻孔位于矿体北侧时ΔH全为负值见图2-20，

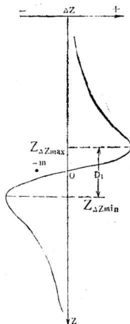


图 2-19

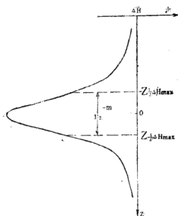


图 2-20

在南侧时则为正值，用此可作定位解释。ΔH在$z=0$处有极值，其深度坐标即是矿顶埋深。而极值强度为

$$|\Delta H_{\max}| = \frac{m}{x^2}$$

再求出其半极值点位置 $z_{\frac{1}{2}|\Delta H_{\max}|}$

$$\frac{m}{x^2} = \frac{2mx}{(x^2 + z^2_{\frac{1}{2}|\Delta H_{\max}|})^{3/2}}$$

$$z_{\frac{1}{2}|\Delta H_{\max}|} = 0.77x$$

得
$$x = 1.3 z_{\frac{1}{2}|\Delta H_{\max}|} = 0.65 D_2 \qquad (2.54)$$

式中D_2是ΔH曲线半极值点之间距离。

C、用ΔT曲线

ΔT曲线与ΔH曲线类似都在$z=0$处有极值，但ΔT只有正值，且其强度沿井深变化缓慢，其极值强度为

$$\Delta T_{\max} = \frac{m}{x^2} = |\Delta H_{\max}|$$

求半极值点位置

$$\frac{m}{x^2} = \frac{2m}{x^2 + z^2_{\frac{1}{2}\Delta H_{\max}}}$$

得
$$z_{\frac{1}{2}\Delta H_{\max}} = \pm x$$

或 $$x=\frac{1}{2}D_s \tag{2.55}$$

式中　D_s为半极值点之间距离，亦即半极值点离极大点距离恰为钻孔距矿顶（尾）的距离。同时可利用$\Delta T_\perp$矢量交会法确定点磁极位置，解释时作矢量延长线，它们应交于矿顶（尾）。

2.薄板状矿体

（1）顺层磁化无限延伸薄板

顺层磁化的薄板只在顶底面上有磁荷、如果下端（或上端）延伸较大，可认为测点的磁场只有上端矿顶（或下端矿尾）磁荷所引起，并可视磁荷集中于一条线上故称线极。如图2-21，当薄板沿走向（Y轴方向）无限延伸，向下（Z轴方向）为$2L$也很大可看作无限延伸时，这样的顺层磁化薄板就是一线极。

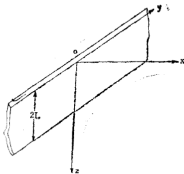


图 2-21

A、位函数和空间磁场分布特征

对图2-21所示的线极，其位函数为

$$V=2\lambda\ln\sqrt{x^2+z^2} \tag{2.56}$$

式中　$\lambda=2bJ$，b薄板半宽度，J有效磁化强度。

由于薄板沿走向无限延伸，在垂直走向的中心横剖面内y分量为零，这时只有ΔZ和$\Delta X(\Delta H)$两个分量

$$\Delta Z=-\frac{\partial V}{\partial z}=\frac{-2\lambda z}{x^2+z^2}=\frac{-2\lambda}{r}\cos\theta \tag{2.57}$$

$$\Delta X=\Delta H=-\frac{\partial V}{\partial x}=\frac{-2\lambda x}{x^2+z^2}=\frac{-2\lambda}{r}\sin\theta \tag{2.58}$$

$$\Delta T=\sqrt{\Delta Z^2+\Delta X^2}=\frac{2\lambda}{r} \tag{2.59}$$

式中　θ角为Z轴与原点至P点连线r之夹角，

$a.\Delta Z$空间等值线

$$\Delta Z=\frac{-2\lambda}{r}\cos\theta$$

$$r=-\frac{2\lambda}{\Delta Z}\cos\theta \tag{2.60}$$

（2.60）式表明，在XOZ剖面内，ΔZ空间等值线为两组在原点（磁荷线上）相切的非同心圆如图2-22a，这些圆的圆心都在Z轴上，对于矿头线极说（负磁荷线），线极以上上半空间ΔZ为正，下半空间则为负，这一点由（2.60）式中的θ角的变化范围就可看出。

$b.\Delta H$空间等值线

$$\Delta H=-\frac{2\lambda}{r}\sin\theta$$

$$r=-\frac{2\lambda}{\Delta H}\sin\theta$$

它也是在线极上相切的两组非同心圆，这些圆的圆心位于X轴上，由（2.61）式中的$\sin\theta$

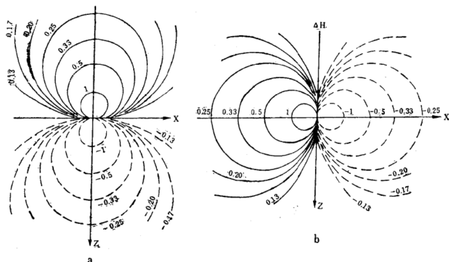


图 2-22

可定出右（北）负，左（南）正，如图2-22b。

c.ΔT空间等值线

$$\Delta T=\frac{2\lambda}{r}$$

$$r=\frac{2\lambda}{\Delta T} \tag{2.62}$$

其等值线是以剖面与线极交点为圆心的同心圆，但各圆所代表的强度与点极不同，如图2-23。

B.磁力线方程

仿照求点极力线函数的办法，可写出线极力线函数的微分方程

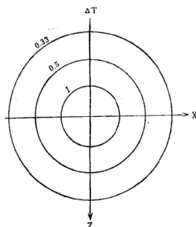


图 2-23

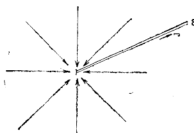


图 2-24

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_u=\frac{\Delta Z}{\Delta H}=\frac{\dfrac{-2\lambda z}{x^2+z^2}}{\dfrac{-2\lambda x}{x^2+z^2}}=\frac{z}{x}$$

经积分得
$$\ln z=\ln x+\ln C$$
或
$$z=Cx \tag{2.63}$$

可见，在横剖面内线极的磁力线也是辐射状的，其交点即是磁性体的顶端，呈会聚。对磁性体尾端则呈发散，如图2-24。

C.解释

a.用ΔZ曲线发现井旁盲矿，确定其相对于钻孔位置

由ΔZ空间等值线图可见，对矿顶ΔZ曲线呈上正下负的反"S"形，由于不管钻孔通过矿顶的那一侧ΔZ曲线都是反"S"形（对矿尾说是正"S"形）所以只根据ΔZ曲线还不能作定位解释，这时仍需配合ΔH曲线。但利用正或反"S"形曲线的特征，可以判别钻孔是在矿尾或是矿顶旁侧通过。对应于$\Delta Z=0$深度座标是矿顶(尾)埋深，为了求得矿顶(尾)距钻孔的水平距离x，可先求ΔZ曲线的极值点位置，如图2-25。

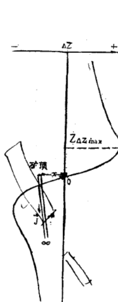


图 2-25

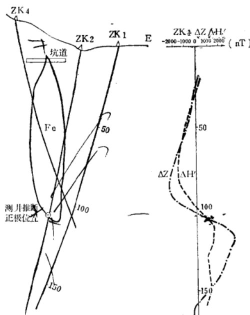


图 2-26

$$\frac{d(\Delta Z)}{dz}=\frac{2\lambda[(x^2+z^2)-2z^2]}{(x^2+z^2)^2}=0$$

或
$$x^2+z^2-2z^2=0$$
$$z_{|\Delta Z_{max}|}=x \tag{2.64}$$

即极值点座标$z_{|\Delta Z_{max}|}$至原点距离等于矿顶距钻孔的水平距离x.或利用其半极值点位置

$$x = \frac{z_{\frac{1}{2}|\Delta Z_{max}|}}{2 \pm \sqrt{3}} \tag{2.65}$$

图2-26是广西某地ZK 1孔的实测ΔZ曲线，在ZK1孔西侧地面磁法发现了异常，经坑探揭露为铁矿。但ZK1孔向西75°开孔，达到160m未见矿，经井中磁测为一正"S"形ΔZ曲线，105m深度ΔZ曲线过零，用$z_{|\Delta Z_{max}|}$极值点位置与零点距离推断，矿尾距ZK1孔约15m。据此布置ZK2孔，在该孔孔深60—103m范围内见矿。

b. 由ΔZ曲线预报井底盲矿，确定见矿深度

预报井底盲矿，确定钻孔是否继续钻进，这是井场需要迫切解决的一项经常性任务。预报工作可分二步；首先利用ΔZ曲线和$\Delta T_{\perp}$矢量判别是井底还是井底旁盲矿，对于顺层磁化无限延伸薄板，若钻孔打在磁性体正上方，$x=0$则

$$\Delta Z = -\frac{2\lambda}{z} \tag{2.66}$$

这时的ΔZ曲线随井深增加(z值减小)单调增加，即ΔZ曲线以正张口形式预示井底下赋存矿头，这就是说，ΔZ曲线随井深呈正张口（或负张口）是预报井底下存在盲矿的标志，但在实际工作中这种预报判别必须结合地面磁异常，地质和钻孔位置资料。

如果ΔZ曲线正张口，$\Delta T_{\perp}$指向矿体倾向反方向，一般钻孔需加深，加深后能见矿。相反$\Delta T_{\perp}$指向与矿体倾向一致，一般是井底旁侧矿体不需要加深，加深后不能见矿如图2-27a。

当ΔZ曲线呈负张口，$\Delta T_{\perp}$指向与矿体倾向相反时，一般需加深，加深后见矿尾部，若$\Delta T_{\perp}$指向与矿体倾向基本一致或近于垂直，则是井底旁侧矿尾反映，钻孔不必加深如图2-27b。

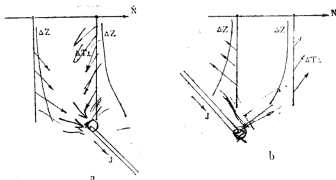


图 2-27

经判别后若确定钻孔需加深，第二步是用切线法推断见矿深度。为此，由公式(2.66)对Z求导数

$$\Delta Z' = \frac{d(\Delta Z)}{dz} = \frac{2\lambda}{z^2}$$

则

$$\frac{\Delta Z}{\Delta Z'} = -z \tag{2.67}$$

亦即$\frac{\Delta Z}{\Delta Z'}$在数值上等于该点距矿顶距离$z$，由此导出切线法的具体步骤为

过ΔZ曲线上任意点c'作切线，其延长线交于Z轴的d点，$\overline{CC'}$为c点所对应的ΔZ值，而c'点ΔZ曲线的斜率

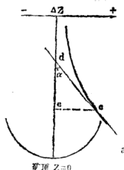
$$\Delta Z' = \frac{d(\Delta Z)}{dz} = \mathrm{tg}\alpha = \frac{\overline{cc'}}{\overline{cd}}$$

则有

$$\frac{\Delta Z}{\Delta Z'} = \frac{\overline{cc'}}{\frac{\overline{cc'}}{\overline{cd}}} = \overline{cd} \tag{2.68}$$

由此，若以c点为圆心，$\overline{cd}$为半径作圆，则圆弧与Z轴延长线的交点即是所求矿顶位置，如图2-28a。

图2-28b是河北某铁矿区ZK804孔井中磁测预报结果，该孔任务是验证地面磁异常，施工后打到425m都是闪长岩，经井中磁测测得一范围较大的ΔZ正张口曲线，ΔZ值随深度加深而增大，$\Delta T'$矢量并行指向下侧(对照图2-27a)，由此表明钻孔底部有强磁性矿体存在，用切线法作图推断见矿深度应在440m，继续钻进结果在444m至554m范围内打到厚层磁铁矿，预报结果十分满意。



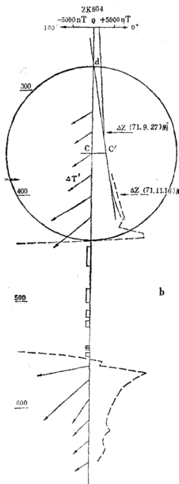


图 2-28

c. $\Delta T_\perp$矢量图的应用

横剖面内的$\Delta T_\perp$矢量延长线交于矿顶，呈明显收敛状态，矢量的尾部延长线交于矿尾，呈发散状态，因此用$\Delta T_\perp$矢量交会法可求得矿顶或矿尾位置。图2-29是内蒙古某铁矿区ZK24孔井中磁测结果，用$\Delta T_\perp$矢量交会法可满意的确定矿尾位置，结合地面磁测结果可控制整个磁铁矿体的空间位置。

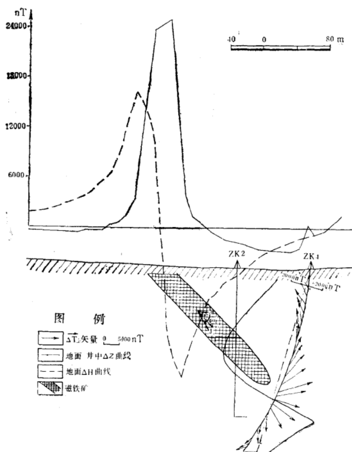


图 2-29

(2)横向磁化无限延伸薄板

所谓横向磁化是指垂直薄板板面方向磁化，这时只有两板面有磁荷，由于磁荷面相距很近，又称为偶极面，如图2-30。

A. 位函数和空间磁场分布特征

在XOZ剖面上偶极面的磁位可由线磁荷对Z轴取积分，得到负磁荷面后再对X轴求微分获得

$$V = 2\lambda \mathrm{tg}^{-1}\frac{z}{x} \tag{2.69}$$

由(2.69)式可求得磁场分量

$$\varDelta Z = -\frac{\partial V}{\partial z} = \frac{-2\lambda x}{x^2+z^2} = -\frac{2\lambda}{r}\sin\theta \tag{2.70}$$

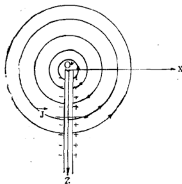


图 2-30

$$\Delta X=\Delta H=-\frac{\partial V}{\partial x}=\frac{2\lambda z}{x^2+z^2}=\frac{2\lambda}{r}\cos\theta \tag{2.71}$$

$$\Delta T=\sqrt{\Delta Z^2+\Delta H^2}=\frac{2\lambda}{r} \tag{2.72}$$

对比顺层磁化所得公式可见，顺层磁化的薄板其$\Delta Z_{//}$，$\Delta H_{//}$，和$\Delta T_{//}$与横向磁化薄板的$\Delta Z_{\perp}$，$\Delta H_{\perp}$和$\Delta T_{\perp}$之间满足以下关系

$$\Delta Z_{//}=-\Delta H_{\perp},\qquad \Delta H_{//}=\Delta Z_{\perp}$$

$$\Delta T_{//}=\Delta T_{\perp} \tag{2.73}$$

对二度体说，只要两者磁化方向相互垂直，上述关系就普遍成立，因此横向磁化薄板磁场分量的空间等值线分布特征就不必详细讨论了。

B.磁力线方程

用位函数和力线函数间的相互关系得

$$u=-2\lambda\ln\sqrt{x^2+z^2} \tag{2.74}$$

u取不同值可得横向磁化时的磁力线(矢量轨迹)，它是以矿顶为圆心的一组同心圆（见图2-30)，对比顺层磁化时的位函数$V_{//}$和力线函数$u_{//}$，它们与横向磁化时也有如下关系

$$V_{//}=-u_{\perp}$$

$$u_{//}=V_{\perp} \tag{2.75}$$

这一关系对二度体说也是普遍成立的。

斜磁化无限延伸薄板

C.位函数和磁场的空间分布特征

斜磁化可以分解成顺层磁化和横向磁化两部分，因此，其位函数也可写成两部分一定比例之和

$$V=2\lambda\left[\cos\gamma\ln\sqrt{x^2+z^2}+\sin\gamma\,\mathrm{tg}^{-1}\frac{z}{x}\right] \tag{2.76}$$

由(2.76)式可求得磁场分量

$$\Delta Z=-\frac{\partial V}{\partial z}=-\frac{2\lambda z}{z^2+z^2}\cos\gamma-\frac{2\lambda x}{x^2+z^2}\sin\gamma$$

$$=\Delta Z_{//}\cos\gamma+\Delta H_{//}\sin\gamma=-\frac{2\lambda}{r}\cos(\theta-\gamma) \tag{2.77}$$

$$\Delta X=\Delta H=-\frac{\partial V}{\partial x}=\frac{-2\lambda x}{x^2+z^2}\cos\gamma+\frac{2\lambda z}{x^2+z^2}\sin\gamma$$

$$=\Delta H_{//}\cos\gamma-\Delta Z_{//}\sin\gamma=-\frac{2\lambda}{r}\sin(\theta-\gamma) \tag{2.78}$$

$$\Delta T=\sqrt{\Delta Z^2+\Delta H^2}=\frac{2\lambda}{r} \tag{2.79}$$

公式表明，斜磁化时ΔZ，ΔH空间等值线仍为两簇在矿顶(尾)相切的非同心圆，ΔZ等值线的圆心连线与z轴夹角为γ，ΔH等值线的圆心连线与x轴夹角也是γ。可见斜磁化的ΔZ及ΔH空间等值线可由顺层磁化的ΔZ及ΔH空间等值线向逆时针方向旋转γ角得到，如图2-31。

D.磁力线方程

其力线函数同样也可由顺层磁化和横向磁化两种情况合成

$$u = 2\lambda\left[\cos\gamma \operatorname{tg}^{-1}\frac{z}{x} - \sin\gamma \ln\sqrt{x^2+z^2}\right] \tag{2.80}$$

整理公式，取 $r=\sqrt{x^2+z^2}$ 并令 $\operatorname{tg}^{-1}\frac{z}{x}=\varphi$

则(2.80)式可写成

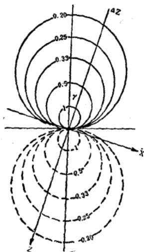


图 2-31

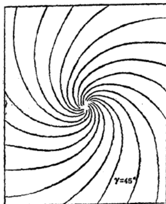


图 2-32

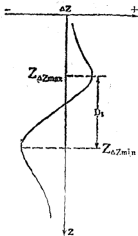


图 2-33

$$\frac{u}{2\lambda} + \sin\gamma \ln r - \cos\gamma\cdot\varphi = 0$$

或
$$\ln r = \frac{\cos\gamma}{\sin\gamma}\cdot\varphi - \frac{u}{2\lambda\sin\gamma} = \cot\gamma\cdot\varphi - \frac{u\cot\gamma}{2\lambda\cos\gamma}$$

$$= \cot\gamma\left(\varphi - \frac{u}{2\lambda\cos\gamma}\right) = a(\varphi - b)$$

所以
$$r = e^{a(\varphi-b)} \tag{2.81}$$

式中
$$a=\cot\gamma \qquad b=\frac{u}{2\lambda\cos\gamma}$$

(2.81) 式就是斜磁化时磁力线轨迹表达式，显然它是等角螺线，等角螺线的特点是剖面上任何一点螺线与通过原点的辐射线(顺层磁化时的磁力线) 之间的夹角恒等于γ角，由此可得出等γ角原理；即只要矿顶位置不变。层面与有效磁化方向间夹角γ不变，不管层面位置如何变化，磁力线的分布都不改变。由于无限延伸矿体层面位置对磁场分布没有影响，尽管斜磁化时层面上有磁荷存在，但根据井中磁测结果也只能确定矿顶（尾）位置，而不能确定层面位置。γ角为45°时的矢量轨迹如图2-32

E. 解释

确定井旁盲矿顶（尾）端位置

a.用ΔZ曲线求矿顶（尾）埋深

斜磁化无限延伸薄板状矿顶的ΔZ曲线，多数情况下仍呈先正后负的反“*S*”形，但不再对称如图2-33此时矿顶应位于$Z=0$处，代入ΔZ公式得出对应矿顶处的ΔZ强度

$$\Delta Z(0)=\frac{-2\lambda}{x}\sin\gamma$$

由于λ，γ，x都是未知的，$\Delta Z(0)$仍为未知。为此先求出正负极值，即把极值点座标

$$z_{|\Delta Z|\max}=x(\mathrm{tg}\gamma\pm\frac{1}{\cos\gamma})$$

代入ΔZ公式得

$$\Delta Z_{\max}=\frac{\lambda\cos^2\gamma}{x(\sin\gamma+1)}$$

$$\Delta Z_{\min}=\frac{\lambda\cos^2\gamma}{x(\sin\gamma-1)}$$

再求正负极值代数和（绝对值相减）

$$\Delta Z_{\max}+\Delta Z_{\min}=\frac{-2\lambda}{x}\sin\gamma=\Delta Z(0) \qquad (2.82)$$

由此可知，只要利用实测曲线的正负极值，根据上式查出$\Delta Z(0)$所对应的深度坐标，即为矿顶（尾）深度。

b.由ΔZ曲线求矿顶距钻孔的水平距离

先求ΔZ曲线极值点位置，令$\frac{d(\Delta Z)}{dz}=0$

$$\frac{d(\Delta Z)}{dz}=-2\lambda\left[\frac{x^2-z^2}{(x^2+z^2)^2}\cos\gamma+\frac{2xz}{(x^2+z^2)^2}\sin\gamma\right]=0$$

即
$$(x^2-z^2)\cos\gamma+2\times 2\sin\gamma=0$$

得二次方程
$$\frac{z^2}{x^2}-2\frac{z}{x}\mathrm{tg}\gamma-x^2=0$$

解方程
$$\frac{z}{x}=\mathrm{tg}\gamma\pm\sqrt{\mathrm{tg}^2\gamma+1}=\mathrm{tg}\gamma+\frac{1}{\cos\gamma}$$

由此得正负极值点位置

$$Z_{|\Delta z|\max}=\left[\mathrm{tg}\gamma\pm\frac{1}{\cos\gamma}\right]x$$

正负极值点之间距离D_1应为

$$D_1=\frac{2x}{\cos\gamma}$$

所以矿顶距钻孔的水平距离

$$x=\frac{D_1}{2}\cos\gamma \qquad (2.83)$$

为此还必须求出γ角，为求γ角先求正负极值之差

$$\Delta Z_{\max}-\Delta Z_{\min}=\frac{2\lambda}{x}$$

由此得

$$\frac{\Delta Z_{\max}+\Delta Z_{\min}}{\Delta Z_{\max}-\Delta Z_{\min}}=\sin\gamma$$

或写成

$$\frac{|\Delta Z|_{\max}-|\Delta Z|_{\min}}{|\Delta Z|_{\max}+|\Delta Z|_{\min}}=\sin\gamma \tag{2.84}$$

求得γ角代入（2.83）式便可求出水平距离x。

c.$\Delta T_{\perp}$矢量的应用

由上述已知，斜磁化只影响ΔT矢量方向，不改变其模值，所以顺层磁化时对ΔT模值研究的一些结论仍适用于斜磁化。

由于ΔT矢量方向的变化，就不能直接用矢量交会法求矿顶（尾）位置，因为斜磁化结果ΔT矢量不再交于一点。为此来讨论ΔT矢量方向变化规律。设顺层磁化时ΔT与横轴夹角为θ

$$\mathrm{tg}\theta=\frac{\Delta Z_{/\!/}}{\Delta H_{/\!/}}=\frac{z}{x}$$

斜磁化时ΔT与横轴夹角为θ'

$$\mathrm{tg}\theta'=\frac{\Delta Z}{\Delta H}=\frac{-z\cos\gamma-x\sin\gamma}{z\sin\gamma-x\cos\gamma}=\frac{\dfrac{z}{x}+\mathrm{tg}\gamma}{1-\dfrac{z}{x}\mathrm{tg}\gamma}=\mathrm{tg}(\theta+\gamma) \tag{2.85}$$

这就是说，斜磁化时只要把ΔT矢量逆时针转$-\gamma$角就与顺层磁化时相同，其ΔT即交于矿顶，这是矢量旋转法解释的理论依据。当γ角未知时，只要多试转几个角度、以旋转后交点最清晰作为最后结果。应当指出，当磁性体位置离井越远，相对钻孔倾斜越大，磁化方向与层面的夹角越大，利用交会和发散点确定矿顶（尾）位置就越不准确。除用交会法外还可利用矢量包线法确定矿顶位置及γ角，如图2-34，无限延伸薄板的矢量包线为一抛物线，过抛物线的顶点P作切线与钻孔交于d点，d点的深度即是矿顶埋深，从d点作钻孔的

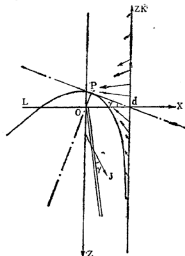


图 2-34

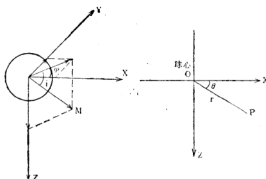


图 2-35

垂线dL（直孔时为水平线），再从P点作法线与dL交于O点，此即是薄板顶端位置，$\angle odP=\gamma$。

3.球体

实际中囊状、巢状、或近似于等轴状的矿体，当距钻孔一定距离时，都可视为球体。球体的磁场可由点磁极的磁场沿磁化方向求微分得到。

（1）垂直磁化球体

A、位函数和空间磁场分布特征

垂直磁化球体的位函数$V_\perp$，可由点磁极的位函数对Z轴求偏微分求得

$$V_\perp=\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{-m}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}\right)dz=\frac{zmdz}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}$$

在XOZ剖面内（$y=0$）如图2-35

$$V_\perp=\frac{Mz}{(x^2+z^2)^{3/2}}=\frac{M}{r^2}\cos\theta \tag{2.86}$$

式中$M=mdz$是垂直磁化球体的磁矩。

磁场强度在三个座标轴上的分量ΔX，ΔY和ΔZ，应为$V_\perp$在三个座标轴方向偏导数的负值

$$\Delta Z=\frac{M(2z^2-x^2)}{(x^2+z^2)^{5/2}}=\frac{M}{r^3}(2\sin^2\theta-\cos^2\theta)$$

$$=\frac{M}{r^3}(3\sin^2\theta-1) \tag{2.87}$$

$$\Delta X=\Delta H=\frac{3Mxz}{(x^2+z^2)^{5/2}}=\frac{3}{2}\ \frac{M}{r^3}\sin 2\theta \tag{2.88}$$

$$\Delta Y=0 \tag{2.89}$$

$$\Delta T=\frac{M}{r^3}\sqrt{1+3\cos^2\theta} \tag{2.90}$$

由此，可分别导出ΔZ，ΔH和ΔT的空间等值线方程

$$r=\sqrt[3]{\frac{M}{\Delta Z}(3\sin^2\theta-1)} \tag{2.91}$$

给定不同的$\frac{M}{\Delta Z}$值就可作出ΔZ的空间等值线，如图2-36a，可见，它呈非对称的四瓣梅花状，上下为正，中间两侧为负，零值线（等值线的公切线）与横轴的夹角为±35°16′。

$$r=\sqrt[3]{\frac{3}{2}\frac{M}{\Delta H}\sin 2\theta} \tag{2.92}$$

给定不同的$\frac{M}{\Delta H}$值可作出ΔH的空间等值线如图2.36b，它呈等分的四瓣梅花状。

$$r=\sqrt[3]{\frac{M}{\Delta T}}\sqrt[6]{1+3\cos^2\theta} \tag{2.93}$$

ΔT空间等值线不是圆形，而是接近长短轴比为1.26:1的椭圆。

B.磁力线方程

同样可根据磁力线与等位线相互垂直，其斜率互为负倒数求出垂直磁化球体的磁力线轨迹方程、为此先求出等位线的斜率

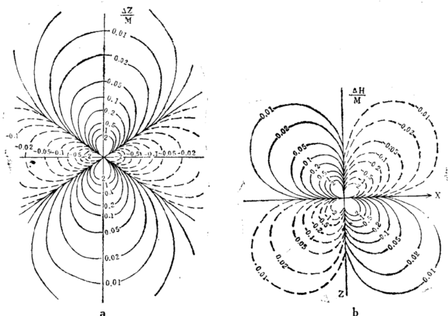


图 2-36

$$dV_{\perp}=\frac{M(-\sin\theta r^{2}d\theta-2r\cos\theta dr)}{r^{4}}=0$$

则
$$-\sin\theta r d\theta=2\cos\theta dr$$

磁等位线的斜率为

$$\left(\frac{dr}{rd\theta}\right)=-\frac{\sin\theta}{2\cos\theta}$$

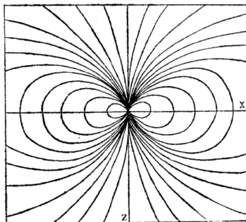


图 2-37

取上式负倒数得

$$\frac{dr}{r}=2\frac{d(\sin\theta)}{\sin\theta}$$

求积分得

$$\ln r=\ln\sin^{2}\theta+\ln R_{0}$$

由此求得磁力线轨迹方程

$$r=R_{0}\sin^{2}\theta \qquad (2.94)$$

式中　　R_0是积分常数，取不同的 R_0 值，便可获得一系列磁力线，如图2-3%可见它是长短轴之比为接近5:4的椭圆形。

C.解释

a.用$\varDelta Z$和$\varDelta H$曲线特征值确定球心埋深

由$\varDelta Z$空间等值线图可见，井旁垂直磁化球体的$\varDelta Z$曲线为上正中负下正的对称曲线，

对应于ΔZ负极值（$\Delta Z(0)=\frac{-M}{x^3}$）的深度座标即是球心的埋深。同样可用$\Delta H(0)=0$的深度座标确定球心的埋深。

b. 用ΔZ曲线正负极值间距D确定球心离钻孔距离x

为此先求出极值点位置

$$\frac{d(\Delta Z)}{dZ}=\frac{Mz(x^2+z^2)^{3/2}[4(x^2+z^2)-5(2z^2-x^2)]}{(x^2+z^2)^5}=0$$

即
$$4x^2+4z^2-10z^2+5x^2=0$$

解得
$$x=\pm\sqrt{\frac{2}{3}}\,z_{\ |\Delta Z_{max}|}=\pm 0.82z_{\ |\Delta Z_{max}|}$$

因为在$z=0$处ΔZ有负极值，所以

$$x=0.82D \tag{2.95}$$

c. 用矢量交会法确定球心位置

已知
$$\Delta Z=\frac{M}{r^3}\ (2\cos^2\theta-\sin^2\theta)$$

$$\Delta H=\frac{M}{r^3}3\sin\theta\cos\theta$$

当$\theta=90°$时，ΔZ有负极值$\left(-\frac{M}{r^3}\right)$，其上下还存在两个零值点，当$\Delta Z=0$时，满足

$$2\cos^2\theta-\sin^2\theta=0$$

所以得　　$\text{tg}\theta=\pm\sqrt{2}$

由此解得$\Delta Z=0$处的θ角

$$\theta=\pm 54°44'\pm 125°16'$$

当$\theta=90°$时，ΔH为零值。这就是说在ΔH零值点的$\theta=\pm 90°$。

根据以上关系就可用图解法求得球心位置，其步骤如下：

在曲线深度座标轴上找出$\Delta Z=0$的两个深度座标点，在该两点上作$\pm 54°,44'$，$\pm 125°16'$的射线。再在$\Delta H=0$的深度座标上作$\theta=\pm 90°$的射线（当$x>0$时取正号，$x<0$时取负号），此三射线的交点就是球心位置。

（2）斜磁化球体

A、位函数和空间磁场特征

斜磁化球体的总磁矩可以分解到三个座标轴上（见图2-35）

$$M_z=M\sin i$$
$$M_x=M\cos i\cos\varphi$$
$$M_y=M\cos i\sin\varphi$$

式中　i为磁化倾角，φ为X轴与磁矩水平分量间夹角。由此可写出斜磁化球体的磁位

$$V=\frac{M}{(x^2+y^2+z^2)^{\frac{3}{2}}}[z\sin i+x\cos i\cos\varphi+y\cos i\sin\varphi] \tag{2.96}$$

同理，用（2.96）式对三个座标轴方向求偏导数的负值得磁场强度的三个分量

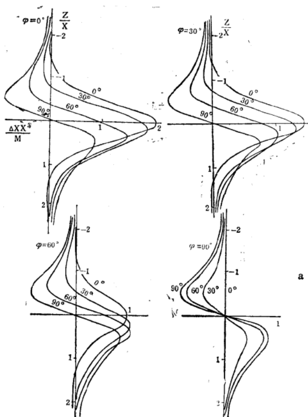
$$\Delta X=-\frac{\partial V}{\partial x}=\frac{M}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}[(2x^2-z^2-y^2)\cos i\cos\varphi+3xz\sin i$$
$$+3xy\cos i\sin\varphi] \tag{2.97}$$

$$\Delta Y=\frac{-\partial V}{\partial y}=\frac{M}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}[(2y^2-x^2-z^2)\cos i\sin\varphi+3yz\sin i$$
$$+3xy\cos i\cos\varphi] \tag{2.98}$$

$$\Delta Z=-\frac{\partial V}{\partial z}=\frac{M}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}}[(2z^2-x^2-y^2)\sin i+3xz\cos i\cos\varphi$$
$$+3yz\cos i\sin\varphi] \tag{2.99}$$

由于斜磁化球体的磁场空间等值线分布特征较复杂，这里仅介绍部分不同磁化条件下的ΔX,ΔY，ΔZ和$\Delta H'$（或ΔH_N）理论曲线变化特征，以供解释中参考。图2-38 是当φ等于0°，30°，60°，90°，i角为0°，30°，60°，90°时的ΔX、ΔY、ΔZ理论曲线。

由图可见，斜磁化使ΔZ曲线(图c)变得不对称，对位于矿体北侧的钻孔，ΔZ负极值位置随i角减小而偏离球心向上移动，同时使负极值上部的正极值变小，而下部的正极值增大。当$i=0$时（水平磁化）ΔZ曲线变为上负下正的"S"形。对于其它方位（不同φ）的钻孔，ΔZ曲线的基本特征与$\varphi=0$时相似，只是极值幅度变小。当$\varphi=90°$时，i角的变



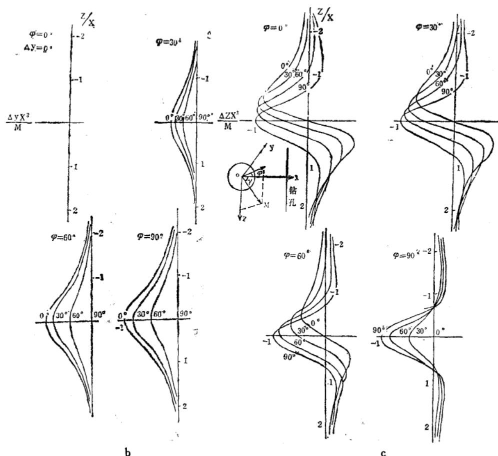


图 2-38

化就不再影响ΔZ曲线的形态，只影响其幅值，曲线特征与垂直磁化时相似。

对于矿体北侧的钻孔，ΔX曲线为上负下正的“S”形，并以正极值为主，正极值下部还有一负极值，但反映不明显。

由于垂直磁化时$\Delta Y=0$，所以斜磁化时的ΔY分量只是由总磁矩的水平分量所引起的，它呈中间有极值的对称曲线见图中b。

前已指出，由于受井斜资料的限制，目前在实际工作中有时只能得到水平分量的模差$\Delta H'$，而$\Delta H'$又近似等于磁场水平分量的北方向分量ΔH_N，图2-39中示出了$i=30°$，60°。φ角为0°到±180°（每隔30°一条曲线）的ΔH_N理论曲线

用这些曲线，配合ΔZ曲线可作定性或半定量解释。

B、解释

要确定球体的中心位置应首先确定球体的磁化倾角i及方位角φ，其方法如下：

a.如果磁化以感磁为主，球体的磁化倾角就是当地的磁倾角，而磁倾角可根据当地的地理纬度大致估算

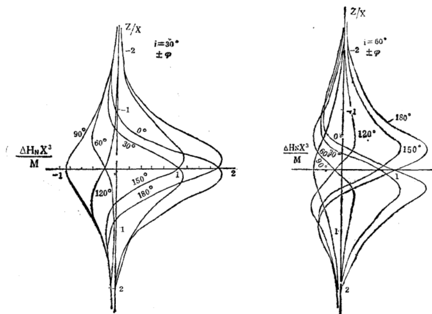


图 2-39

$$i = \mathrm{tg}^{-1}\ (2\mathrm{tg}\psi) \tag{2.100}$$

式中ψ是当地地理纬度。当剩磁数大且与感磁方向不一致时，就不能用这个方法。

b.对于直孔或缺井斜资料时，不能获得ΔX，ΔY分量，这时可用$\Delta Z - \Delta H'$参量图来求i角和φ角。图2-40是通过理论计算获得的不同i角和φ角的$\Delta Z - \Delta H'(\Delta H_N)$参量图。由图可见，$i$角和$\varphi$角对$\Delta Z - \Delta H'(\Delta H_N)$参量图的影响很显著，因此，将实测的参量图与理论参量图进行对比，就可确定i角和φ角。

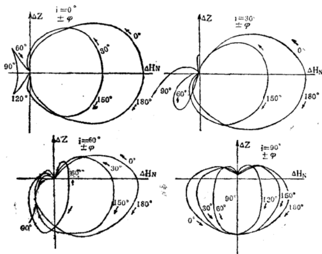


图 2-40

球心位置的确定，其中包括确定球心的埋深及距钻孔距离，现仅介绍一种列线图法，如图2-41作出不同i和φ角时井旁球体的x/d，R/d，$\frac{|\Delta Z_{max}|}{|\Delta Z_{max}|+|\Delta Z_{min}|}$列线图。其中$X$为球心距钻孔距离，$d$为正负极值点间距，$R$为球心所在深度距$\Delta Z$曲线极大值（绝对值）的垂直距离。

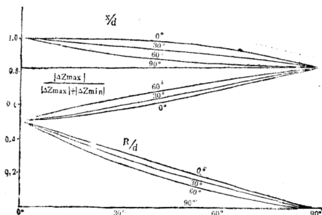


图 2-41

根据实测ΔZ曲线解反问题时，首先由实测曲线求出$\frac{|\Delta Z_{max}|}{|\Delta Z_{max}|+|\Delta Z_{min}|}$值，再由已经求得的$i$和$\varphi$角，以及在实测$\Delta Z$曲线上（直孔）量得的正负极值点距离$d$，在列线图上查得$x/d$，$R/d$值，这样便可求得$x$和$R$值。

图2-42是吉林某铁矿区ZK103孔井中三分量磁测的实测结果，在钻孔深100m井段发现旁侧异常，但在地面磁法中基本无异常显示，根据异常特征和该区为矽卡岩型铁矿的特点，试按球形矿体进行解释。

由实测曲线上查得$\frac{|\Delta Z_{max}|}{|\Delta Z_{max}|+|\Delta Z_{min}|}=0.73$ $d=25$m本区以感磁为主，估求i角为60°，由列线图上查得$x/d=0.9$，$R/d=0.13$则

$$x=(x/d)d=0.9\times25=22.5\text{m}$$

$$R=(R/d)d=0.13\times25=3.3\text{m}$$

亦即旁侧矿体距钻孔距离为22.5m，其中心埋深为93.3m（极值深度90m）。再对比$\Delta Z-\Delta H'$参量图求得$i=60°$，$\varphi=40—50°$，说明矿体中心相对于钻孔方位为南西40－50°。

以上我们对点磁极，薄板和球的空间磁场分布，特征及解释作了研究讨论，重要的是建立一些基本概念和研究问题的方法，因此对其它简单形状的磁性体（如厚板，水平圆柱体等）就不再一一赘述。应该指出，在上述讨论中都假定钻孔是直孔，如果钻孔是斜孔，则应将ΔZ、ΔH分量按下式换算成沿井轴分量$\Delta Z'$和垂直于井轴分量$\Delta H'$，再进行解释

$$\Delta Z'=\Delta Z\cos\delta+\Delta H\sin\delta \qquad (2.101)$$

$$\Delta H'=\Delta H\cos\delta-\Delta Z\sin\delta$$

式中δ是钻孔的顶角如图2-43。

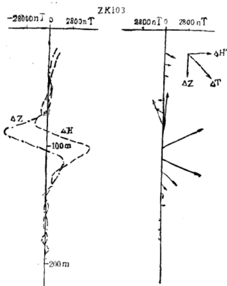


图 2-42

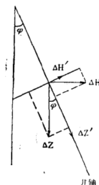


图 2-43

井中三分量磁测成果解释中，可应用的解释方法很多，诸如解析法(其中包括特征点法，任意点解析法，切线法）及矢量解释法（交会法，包线法，轨迹法，强度法等），在上述讨论中这方面内容介绍的不多，读者若有需要可参阅有关专著。在实际工作中为了使解释推断结果精确化，或因矿体形态复杂以及多个矿体的复合异常还常应用选择法，井中应用选择法的具体计算方法，可用量板，对量板的原则与地面磁法完全一致，仅需注意以下几点

（1）所用二度或似二度量板要采用全圆形式

（2）由于钻孔一般接近矿体，用选择法计算时，矿体磁化强度J的方向影响显著，因此为了求得单一解，应该取得磁异常体J的大小，特别是方向较为正确的参数。

（3）对于钻孔剖面除计算ΔZ外，有可能还应计算ΔH异常，使其与实测结果相吻合，同时应在同一假设条件下计算地面测线的ΔZ异常与实测曲线相比较，无论是井中还是地面，理论计算和实测结果都应该是吻合的。

三、研究磁性体产状的方法

利用井中磁测结果，对磁性体产状的研究，不仅对普查勘探合理布钻，而且对储量计

表 2.3

产状 / 钻孔位置 / 异常特征 / 分量曲线	北		倾		南		倾	
	打在矿体南侧	打在矿体南头	打在矿体北头	打在矿体北侧	打在矿体南侧	打在矿体南头	打在矿体北头	打在矿体北侧
ΔZ	反S形	反S形	S形	S形	C形	反C形	反C形	C形
ΔH	反C形	C形	C形	反C形	反S形	反S形	S形	S形

算和成矿理论的研究都有重要意义。

1. 利用外部磁场的特征（如表2.3）

图2-44，是某矿区ZK34孔井中磁测结果，由图可见，ΔZ曲线呈C形，水平分量模差$\Delta H'$曲线为反S形，对照表2.3，说明ZK34孔打在矿体南侧，矿体南倾。

2. 利用矿体内磁场确定产状

利用外部磁场，只能确定矿体宏观产状，研究利用内磁场则能确定单层矿体的产状，且不要求井中磁测曲线像外部磁场那样完整。

如对沿走向和倾向都为无限延伸的薄板状矿体，在不考虑钻孔和板端头磁荷影响时，过矿井段的内磁场ΔT应处处垂直于板面，因此只要测出$\Delta Z_{内}$和$\Delta H_{内}$，就可根据下式求出矿体的倾角

$$\alpha = \mathrm{tg}^{-1}\frac{\Delta H_{内}}{\Delta Z_{内}} \tag{2.102}$$

这一方法简单易行，常被井场解释采用。

当钻孔影响比较大时，还必须进行钻孔影响校正，其校正公式是

$$\frac{Z_1}{Z_2} = 1 - \frac{2\pi\kappa}{1+4\pi\kappa}\sin\delta\left(\sin\delta + \frac{Y_2}{Z_2}\cos\delta\right) \tag{2.103}$$

$$\frac{Y_1}{Y_2} = 1 - \frac{2\pi\kappa}{1+4\pi\kappa}\cos\delta\left(\cos\delta + \frac{Z_2}{Y_2}\sin\delta\right) \tag{2.104}$$

$$\frac{X_1}{X_2} = \frac{1+2\pi\kappa}{1+4\pi\kappa} \tag{2.105}$$

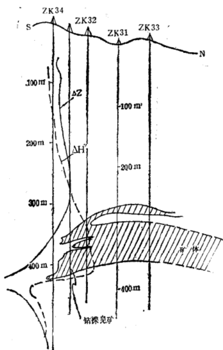


图 2-44

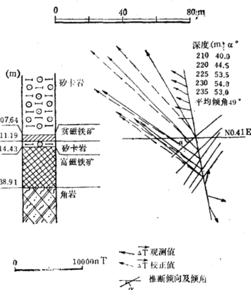


图 2-45

式中δ是钻孔顶角，κ是矿层磁化率，对于直孔$\delta = 0$，上述公式可以简化

$$\frac{Z_1}{Z_2} = 1 \tag{2.106}$$

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{1 + 2\pi\kappa}{1 + 4\pi\kappa} \tag{2.107}$$

$$\frac{X_1}{X_2} = \frac{1 + 2\pi\kappa}{1 + 4\pi\kappa} \tag{2.108}$$

其具体步骤如下：

（1）在矿层内测出内磁场的三个分量X_2、Y_2、Z_2。

（2）测定或收集矿层的磁化率κ和钻孔顶角δ。

（3）进行钻孔影响校正，求得X_1，Y_1，Z_1。

（4）将X_1，Y_1，Z_1相应地减去地磁场正常场值X_0，Y_0，Z_0，求得$\Delta X_{内}$，$\Delta Y_{内}$和$\Delta Z_{内}$。

（5）由$\Delta X_{内}$和$\Delta Y_{内}$合成矢量$\Delta H_{内}$，再与$\Delta Z_{内}$合成$\Delta T_{内}$，因ΔT内处处垂直于矿层面，用它的指向即可求出矿层的产状。或用公式（2.102）求矿层倾角α。

图2-45是甘肃某铁矿$ZK28$孔经钻孔影响校正后的$\Delta T_{内}$的分布图，直观的可以判定矿体南倾，对每一测点求出其矿层倾角，获得平均倾角约为49°，这一结果与地质上控制的矿体南倾，倾角为48°很接近（倾角以X轴负方向起算）。

思考题

1. 写出轴向和垂直定向系统X，Y，Z三个磁场分量测值间的换算关系式。

2. 已知剖面方位角$A = 321°44'$，井斜方位角$\beta = 323°, 19'$，基点测值；$X_0 = -4.5$mV，$Y_0 = 397.3$mV，$Z_0 = 670.8$mV，测点测值；$X = 158$mV，$Y = 324$mV，$Z = 598$mV 仪器的格值为70.7nT/mV，计算出该点ΔH，ΔZ，$\Delta T_{\perp}$值。

3. 画出井旁点极和线极矿尾的ΔT矢量图及ΔZ，ΔH曲线，并说明定位解释的方法。

4. 在什么样情况下井底盲矿在井中不显ΔZ异常？

5. 那些影响因素致使用内磁场研究矿层产状发生误差？

6. 从方法理论和工作方法技术上总结对比地面和井中磁测的异同。

参 考 文 献

1. 武汉地质学院地下物探教研室编著　金属矿钻孔地球物理勘探　地质出版社　1980年
2. 蔡柏林等编　金属矿钻孔地球物理勘探　地质出版社　1981年
3. 井中三分量磁测经验汇编　地质出版社　1977年
4. 陕西省第二物探大队编著　井中三分量磁测　地质出版社　1974年

第三章 井中低频电磁法

低频电磁法用于勘探钻孔周围的良导矿体，是一种很有发展前景的勘探手段。其方案主要有两种，如图3-1所示

1.偶极剖面法

发射线圈和接收线圈同时沿钻孔移动，其间距离保持一定。这和感应测井的方案相似，只是线圈间的距离加大到几十米，使探测范围扩大。

2.回线法

在地面以井口为中心布置一个大面积的供电回线，接收线圈则沿钻孔移动进行测量。

此外，还有一种称为“倾角法”的方案，将在后面予以介绍。

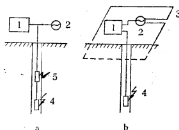


图 3-1

a—偶极剖面法 b—回线法1—测量面板 2—振荡器 3—发射回线 4—接收线圈 5—发射线圈

第一节 方法的理论基础

低频电磁法的找矿原理是基于电磁感应定律，发射线圈产生的交变磁场在地下介质中感应出涡流，反过来，涡流又在接收线圈中产生感应电动势。通常把发射线圈在空气中产生的磁场称为一次场，在导电导磁介质中由于涡流及介质磁化所产生的附加磁场，称之为二次场。本节先讨论非磁性高阻围岩所产生的二次场，然后讨论良导矿体产生的二次场。交变电磁场的理论比较复杂，熟悉井中低频电磁法的基本理论，特别是关于二次场的频率特性，对于开展方法的试验研究和资料解释，具有重要意义。

一、均匀无限介质中低频磁偶极子的场

在偶极剖面法中，当忽略钻孔及地表界面的影响时，发射线圈在围岩中产生的正常场，可通过计算均匀无限介质中磁偶极子的场来求得。在感应测井的几何因子理论中，曾对涡流产生的二次场作了近似计算，其近似性是由于没有考虑涡流间的相互感应以及忽略了介质对电磁场能量的吸收。井中低频法的探测范围很大，必须考虑涡流的趋肤效应。因此应从波动方程出发，求均匀无限介质中的严格解。

在只含磁源并忽略位移电流的情况下，麦克斯韦方程组为：

$$\nabla \times H = \sigma E \tag{3.1}$$

$$\nabla \times E = -\mu\left(\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial t}\right) \tag{3.2}$$

$$\nabla \cdot E = 0 \tag{3.3}$$

$$\nabla \cdot H = -\nabla \cdot M \tag{3.4}$$

式中M为外加磁源的磁矩,所采用的单位为有理化实用单位制,在空气中$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$。

(3.1) 式为安培定律的微分形式，σ为导电率，$\sigma\boldsymbol{E}$为电流密度，这个公式表明介质中的传导电流产生磁场。(3.2) 式为法拉弟定律的微分形式，表明磁场的变化产生电场，其中补充了由于外加磁矩$\boldsymbol{M}$变化所引起的电场。(3.3)式表明介质中不存在电荷，电场的散度为零。(3.4)式说明磁场有散度，磁力线起始或终止于外加磁源的磁荷。

对于谐变 ($e^{-j\omega t}$) 电磁场，(3.2)式变为：

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=i\omega\mu\ (\boldsymbol{H}+\boldsymbol{M}) \tag{3.2'}$$

由于电场的散度为零，它是涡旋电场，故可引入赫芝势Π，使

$$\boldsymbol{E}=j\omega\mu\nabla\times\Pi \tag{3.5}$$

代入 (3.1) 式，得：

$$\nabla\times\ (\boldsymbol{H}-j\omega\sigma\mu\Pi)\ =0$$

由于$\nabla\times\ (\nabla\Phi)\ =0$，故可取

$$\boldsymbol{H}=j\omega\sigma\mu\Pi+\nabla\Phi$$

式中Φ为任一标量位函数，按照罗仑兹条件，规定$\Phi=\nabla\cdot\Pi$，于是

$$\begin{aligned}\boldsymbol{H}&=j\omega\sigma\mu\Pi+\nabla\nabla\cdot\Pi\\&=k^2\Pi+\nabla\nabla\cdot\Pi\end{aligned} \tag{3.6}$$

式中

$$k=\sqrt{j\omega\sigma\mu}=\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}\ (1+j)$$

称为传播常数，其实部为相位常数，虚部为吸收系数，分别决定了电磁场在空间的相位变化及振幅的衰减。

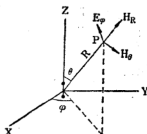


图 3-2

将 (3.5) 和 (3.6) 式代入方程 (3.2′)，并利用矢量恒等式

$$\nabla\times\nabla\times\Pi=-\nabla^2\Pi+\nabla\nabla\cdot\Pi$$

即可求得赫芝势Π的波动方程为：

$$\nabla^2\Pi+k^2\Pi=-\boldsymbol{M} \tag{3.7}$$

井中低频电磁法中的发射线圈可看成一个磁偶极子，磁矩M等于电流、线圈截面及匝数三者的乘积。使磁偶极子位于球坐标系的原点，磁矩的方向和Z轴一致如图3-2，求得均匀无限介质中赫芝势的解答为

$$\Pi_z=\frac{M}{4\pi R}e^{jkR} \tag{3.8}$$

式中R磁偶极子到测点的距离，根据 (3.6) 式，求得

$$H_R=\frac{M}{2\pi R^2}e^{jkR}\ (1-jkR)\cos\theta$$

$$H_\theta=\frac{M}{4\pi R^3}e^{jkR}\ (1-jkR-k^2R^2)\ \sin\theta$$

及电场强度

$$E_\varphi=\frac{j\omega\mu M}{4\pi R^2}e^{jkR}\ (1-jkR)\sin\theta$$

如图3-2所示，H_R和H_θ处于偶极子轴和矢径R所组成的平面内，E_φ则和此平面垂直。

在导电介质中，由于E_φ的作用所产生的涡流密度为

$$J=\sigma E\varphi=\frac{j\omega\mu\sigma M}{4\pi R^2}e^{jkR}\ (1-jkR)\ \sin\theta$$

令$p=\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}R$，则$jkR=p\ (j-1)$，于是

$$J=\frac{j\omega\mu\sigma M}{4\pi R^2}e^{jp}e^{-p}\ (1+p-jp)\ \sin\theta$$

可将J分成虚，实分量，ReJ表示实部，其相位和发射线圈中的电流反相；ImJ表示虚部，其相位和发射线圈中的电流相差90°，得到

$$\text{Re}J=\frac{\omega\mu\sigma M}{4\pi R^2}\sin\theta e^{-p}[p\cos p-(1+p)\sin p]$$

$$\text{Im}J=\frac{\omega\mu\sigma M}{4\pi R^2}\sin\theta e^{-p}[p\sin p+(1+p)\cos p]$$

当$p\to0$时，涡流只有虚分量，设

$$J_0=\lim_{p\to0}=\frac{j\omega\mu\sigma M}{4\pi R^2}\sin\theta$$

则J_0正是感应测井中近似计算得到的涡流密度。由于p是一个综合参数，当介质的导电率或工作频率很低，或当R很小，都可能使p趋近于零。此时，涡流产生的二次场相对于一次场很小，可以认为涡流单独由一次场所激发，因此涡流的相位与发射线圈中的电流相差90°。当介质的导电率或工作频率加大，或者涡流的位置远离线圈，都可以使p增大而必须考虑二次场的作用。此时，涡流是一次场及二次场共同作用的结果，出现了明显的趋肤效应。其特征是：涡流中的实分量显著增大，且由于涡流的热损耗，涡流强度按指数规律e^{-p}而衰减。

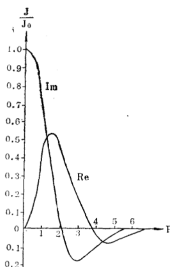


图 3-3

图3-3为ImJ/J_0与ReJ/J_0依赖于p的关系曲线。当$p>0.1$以后，ImJ/j_0值显著减小，而ReJ/J_0值急剧增加，并在$p\approx1.5$时达到极大。当p值很大时，虚，实分量都趋于零，这说明在离发射线圈较远区，场的能量由于介质吸收已损耗殆尽。频率愈高和介质导电愈好，涡流强度衰减得也愈快。

其次分析接收线圈中的磁场。一般情况下钻孔的弯曲程度很小，可以认为接收线圈位于发射线圈的轴线上，即$\theta=0$。如果两线圈的轴线相互垂直，由于$H_\theta=0$，接收线圈将接收不到磁场。当两者轴向一致相隔距离为l时，接收线圈测得的磁场为

$$H_R=\frac{M}{2\pi l^3}e^{jkL}\ (1-jkL)$$

H_R包括一次场和二次场在内，令$k=0$，可得一次场的数值为$H_1=M/2\pi L^3$。一次场可采用补偿的办法消去，因此，接收线圈在围岩中所测得的正常场实际上只是二次场，

其值为

$$H_2 = H_R - H_1 = H_1 e^{jkL}(1 - jkL) - H_1$$

二次场中有虚、实两种分量，虚分量的相位和一次场相差90°，实分量则相差 180°，令

$$p = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}L$$

可得

$$\mathrm{Im}H_2/H_1 = e^{-p}[(1+p)\sin p - p\cos p] \quad (3.9)$$

$$\mathrm{Re}H_2/H_1 = 1 - e^{-p}[(1+p)\cos p + p\sin p] \quad (3.10)$$

在非磁性介质中，$\mu=\mu_0$，设介质电阻率为ρ（Ω·m）频率为f（Hz），p值可按下式计算

$$p = 2\cdot 10^{-3}\sqrt{\frac{f}{\rho}}L$$

为了估计围岩的影响，对于常用的几种线圈距L和工作频率f，以及介质电阻率分别等于10，50，100和500（Ω·m）的情况下，进行了计算（见表3.1）。结果说明：对于电阻率100（Ω·m）以上的介质，在采用中等频率和中等线圈距的条件下，二次场相对于一次

表 3.1 均匀无限导电介质中的相对异常值

L(m)	25		50		75		100	
f(Hz)	$\mathrm{Im}H_2/H_1$	$\mathrm{Re}H_2/H_1$	$\mathrm{Im}H_2/H_1$	$\mathrm{Re}H_2/H_1$	$\mathrm{Im}H_2/H_1$	$\mathrm{Re}H_2/H_1$	$\mathrm{Im}H_2/H_1$	$\mathrm{Re}H_2/H_1$
				ρ=500Ω·m				
125	0.0006	0.00001	0.002	0.00008	0.005	0.0003	0.011	0.0007
375	0.0018	0.00005	0.0075	0.0004	0.015	0.0014	0.026	0.0033
1125	0.0058	0.0003	0.020	0.0022	0.044	0.007	0.073	0.014
3375	0.0156	0.0014	0.054	0.0112	0.112	0.017	0.177	0.060
				ρ=100Ω·m				
125	0.0028	0.0001	0.011	0.0009	0.032	0.0029	0.042	0.007
375	0.0084	0.0006	0.034	0.007	0.071	0.016	0.112	0.024
1125	0.024	0.006	0.088	0.015	0.170	0.056	0.250	0.115
3375	0.066	0.014	0.210	0.120	0.360	0.200	0.480	0.330
				ρ=50Ω·m				
125	0.006	0.0015	0.022	0.0046	0.046	0.009	0.078	0.020
375	0.017	0.0046	0.062	0.0073	0.130	0.033	0.190	0.077
1125	0.045	0.010	0.156	0.047	0.280	0.136	0.392	0.256
3375	0.058	0.021	0.326	0.198	0.430	0.390	0.510	0.713
				ρ=10Ω·m				
125	0.028	0.007	0.096	0.019	0.186	0.066	0.280	0.120
375	0.075	0.016	0.220	0.098	0.390	0.250	0.490	0.430
1125	0.185	0.050	0.438	0.320	0.533	0.677	0.420	0.720
3375	0.390	0.240	0.518	0.911	0.257	0.845	0.056	0.860

场的比值小于10%，亦即围岩的正常场值较小，有利于在正常场的背景上观测矿体所产生

的异常。另方面也说明，高阻围岩对一次场造成的畸变不大，使我们有可能在许多矿区的实际条件下，把围岩视作空气，即围岩既不影响一次场的分布，也不吸收矿体产生的二次场。

在高阻围岩中，常会遇到某些电阻率低，厚度小于线圈距L的地层，在估计这种低阻层的影响时，我们仍可将整个空间视作均匀无限介质，其导电率则用有效导电率σ_a来代替。譬如有一层厚h导电率为σ_t的岩层处于发射和接收线圈之间，围岩的导电率为σ_s，则可根据感应测井垂向微分几何因子的公式计算有效导电率。已知$g_z = 1/2L$，求得岩层的$G_t = h/2L$，围岩的$G_s =（1 - G_t）$，于是

$$\sigma_a = \sigma_t G_t + (1 - G_t)\sigma_s = \sigma_s + (\sigma_t - \sigma_s)\frac{h}{2L}$$

可见由于低阻地层的影响，使有效导电率升高。将σ_a替换σ_s求出p，按照均匀无限介质的公式，即可算出二次场的相对值。如对电阻率为30Ω·m，$h = 12.5$m的非磁性岩层，当围岩导电率超于零时，计算结果示于表3.2。

表 3.2

f(Hz)	二 次 场	$L = 25$m	$L = 50$m	$L = 75$m	$L = 100$m
125	$\frac{\mathrm{Im}H_2}{H_1}$	$0.254\cdot10^{-2}$	$0.501\cdot10^{-2}$	$0.724\cdot10^{-2}$	$0.918\cdot10^{-2}$
	$\frac{\mathrm{Re}H_2}{H_1}$	$0.854\cdot10^{-4}$	$0.322\cdot10^{-3}$	$0.527\cdot10^{-3}$	$0.609\cdot10^{-3}$
3375	$\frac{\mathrm{Im}H_2}{H_1}$	$0.581\cdot10^{-1}$	0.109	0.149	0.188
	$\frac{\mathrm{Re}H_2}{H_1}$	$0.102\cdot10^{-1}$	$0.263\cdot10^{-1}$	$0.456\cdot10^{-1}$	$0.667\cdot10^{-1}$

从上表可以看出，当工作频率为125Hz，上述岩层的相对异常最大不超过1%，而当频率为3375Hz时，异常相当显著。研究这种异常，可以解决某些构造问题，但另方面，对勘探良导矿体说，低阻地层的影响却是一种干扰。

二、二次场的频率特性

所谓频率特性是指二次场的虚、实分量（或振幅与相位）依赖于工作频率以及矿体的电磁性质、形状大小等因素的综合关系，这是低频电磁法的一个基本理论问题，对选择合适的技术条件和资料解释，有着密切的关系。

最简单的情况是讨论在均匀一次场中的球体如图3-4，围岩的导电率趋于零。

根据理论计算，求得

$$H_R = H_1\left(1 - D\frac{a^3}{R^3}\right)\cos\theta \tag{3.11}$$

$$H_\theta = -H_1\left(1 + \frac{D}{2}\frac{a^3}{R^3}\right)\sin\theta \tag{3.12}$$

式中包括了一次场和二次场，二次场的表达式为

$$H_{2R} = -\frac{H_1 a^3}{R^3}D\cos\theta$$

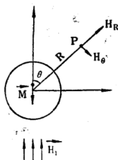


图 3-4

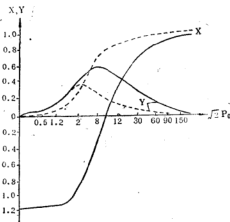


图 3-5

虚线：$\mu=\mu_0$　实线：$\mu=5\mu_0$

$$H_2\theta = -\frac{H_1 a^3}{2R^3}\mathrm{D}\sin\theta$$

可见二次场是由一个位于球心的磁偶极子所产生，它的磁矩为

$$M = -H_1 \cdot 2\pi a^3 \mathrm{D}$$

式中负号表示磁矩方向与一次场方向相反。此磁矩决定了异常的幅值，一次场越强，球体半径a愈大，所产生的异常幅度也愈大。此外，二次场的振幅和相位还决定于函数D

$$\mathrm{D} = \frac{2\mu\ (\sin p - p\cos p)\ - \mu_0[\ (p^2-1)\ \sin p + p\cos p]}{\mu\ (\sin p - p\cos p)\ + \mu_0[p^2-1)\ \sin p + p\cos p]} \tag{3.13}$$

$$p = \sqrt{j\omega\mu\sigma}\ a = p_0\ (1+j)$$

$$p_0 = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$$

式中μ_0为围岩的磁导率，μ和σ分别为矿体的磁导率和电导率。D是随p变化的函数，对某一给定的球体来说，p只随ω变化，这时D只是频率的函数，故称其为频率特性函数。D函数可分为虚、实部，令$\mathrm{D}=X-jY$，当矿体的磁导率等于μ_r时，

$$X = 1 - \frac{3\ (\mathrm{sh}\ 2p_0 \pm \sin 2p_0)}{4p_0\ (\mathrm{ch}^2 p_0 - \cos^2 p_0)} \tag{3.14}$$

$$Y = \frac{3\ (\mathrm{sh}2p_0 + \sin 2p_0)}{4p_0\ (\mathrm{ch}^2 p_0 - \cos^2 p_0)} - \frac{3}{2\ p_0^2} \tag{3.15}$$

对于非磁性导电矿体和磁性导电矿体（$\mu = 5\mu_0$），得到X，Y值与参数$\sqrt{2}\ p_0 = \sqrt{\omega\mu\sigma}a$的关系如图 3-5 所示。从图可以看出，对于非磁性球体，当$p_0=0$，即当矿体不导电或频率为零时，不会产生二次场，因此虚、实分量都为零。当$p_0 \ll 1$时

$$\lim_{p\to 0} X = \frac{-2p_0^4}{105} = \frac{-1}{210}\omega^2\mu^2\sigma^2a^4$$

$$\lim_{p\to 0} Y = \frac{1}{5}p_0^2 = \frac{1}{10}\omega\mu\sigma a^2$$

虚分量随频率成正比增加，实分量则与频率的平方成正比，此时实分量的值比虚分量

小得多。频率继续增加，虚分量增加的速率逐渐降低，到达一极大值后，其值随频率的增加而下降。这是由于频率增高，趋肤效应显著，二次场中的实分量使一次场受到很大的削弱所致。频率很高时，虚分量最后趋近于零。实分量比虚分量随频率增加的速率快，在超过虚分量后，其速率也由于一次场的削弱而逐渐变缓，最后当$p_0 \to \infty$时，X值趋近于1。

对于磁性矿体，当频率或导电率为零时，由于没有涡流，二次场中不存在虚分量。但由于矿体被磁化，产生了和一次场相位相同的二次场。此时，磁化球体在外部介质中产生的磁场，可用一个位于球心的等效磁偶极子来代替，其磁矩方向与外磁场方向相同。D值中虚分量为零，实分量为：

$$\lim_{p_0 \to 0} X = 2\frac{\mu_0 - \mu}{2\mu_0 + \mu}$$

当$\mu = 5\mu_0$时，$x = -\frac{8}{7}$；$\mu \gg \mu_0$时，$X = -2$，X值实际上代表了矿体的视磁化率。所得的X为负值，是因为磁化所形成的磁偶极子与涡流形成的磁偶极子，两者磁矩的方向相反所致。

从图3-5实分量曲线（$\mu = 5\mu_0$）还可以看出，磁化与涡流的作用是相反的，频率低时以磁化为主，高时以涡流为主，中间$X = 0$时的频率称为临界频率。和非磁性矿体一样，X值最终也趋近于1。关于$p_0 \to \infty$时，D值趋近于1的物理意义，可以这样来理解。对于理想导体（$\sigma = \infty$），其内部不可能有交变电磁场，涡流只存在于导体表面，同时根据边界条件，理想导体表面不存在交变的法向磁场，故无论矿体有无磁性均无从磁化。从公式（3.11）可以看出，只有$\bar{D} = 1$，才能满足$R = a$时，$H_R = 0$的边界条件。因此非磁性和磁性矿体，当频率很高时二次场都趋近于同一极值。

磁性导电矿体的虚分量曲线，极大值向右推移，其值随着导磁系数的增大而增加，这是因为矿体磁化后，磁感强度增加，通过矿体的磁通量相应增加的缘故。

可以推想，如果围岩的导电性较高，譬如矿化带中的致密矿体，则由于矿化带中涡流的影响使通过矿体的磁通量减小，虚分量频率特性曲线应该是向左推移的。

需要说明一点，球体二次场的虚、实分量决定于综合参数$\sqrt{\omega\mu\sigma}a$，其中每一参数都起作用。譬如当球体半径减小一倍，而将工作频率增加四倍时，二次场中虚、实分量的关系保持不变，亦即二次场的相位保持不变。

在均匀场中，其他形状的矿体也有大体相似的频率特性曲线。对于走向无限的层状矿体，在综合参数中，除σ，μ，f外，还包括矿体的厚度和沿倾向的长度。在偶极剖面法中，综合参数还与线圈距L有关。

在井中低频电磁法中，采用多种频率，多种线圈距，并测量二次场的虚、实分量（或振幅与相位）。这时应用频率特性的规律可以选择合适的技术条件；并判断观测结果的地质背景是磁性矿体还是非磁性矿体；是大参数的导电矿体还是小参数的导电矿体；进而区分矿与非矿异常，解决一些复杂的地质问题。

三、二次场异常曲线的变化规律

1.偶极剖面法

上面已经谈到，在均匀一次场中，导电球体产生的二次场和位于球心的磁偶极子等效。对于圆柱体，显而易见，将等效于柱轴上的磁偶极线。在非均匀的偶极场中，只要球

心或圆柱轴线到发射线圈的距离大于矿体截面半径的两倍时，这种等效性仍然适宜。对于板状非磁性良导矿体，从模型实验资料的分析，总结出如下三点

a. 板状体的二次场主要是由垂直于板面的一次场分量所激发。

b. 板状体的二次场可看成位于板心的磁偶极子所产生。

c. 等效磁偶极子的磁矩决定于板心处的一次场，其数值与一次场垂直于板面的分量成正比，其方向则相反。

利用等效磁偶极子的概念，有助于对测量结果进行定性分析。图 3-6 为模型实验曲线，模型矿体为一面积很大的铝板，其平面和井轴垂直，板端离开钻孔的距离为a（$a=L/8$）。该模型相当于沿倾向和走向延伸无限的水平板状矿体。发射和接收线圈的轴线均平行于井轴，记录点取在发射和接收线圈间的中点。发射线圈产生的一次场预先进行了补偿，实验是在空气中进行的。

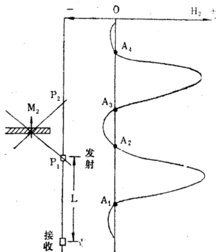


图 3-6

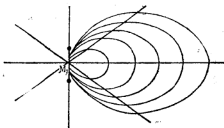


图 3-7

对于沿倾向延伸很长的矿体，板的中心近似地可取在等于板端至井轴距离二倍的地方，因为偶极子的磁场与距离的立方成反比，离开井轴较远的板面实际上不受一次场的激发。假定在板中心放置一个等效的磁偶极子M_2，它所产生的磁异常为

$$H_{/\!/}=\frac{M_2}{4\pi R^3}\frac{1}{2}(1+3\cos 2\theta)$$

$$H_{\perp}=\frac{M_2}{4\pi R^3}\frac{3}{2}\sin 2\theta$$

式中 $H_{/\!/}$为平行井轴的磁场分量，$H_{\perp}$为垂直井轴的磁场分量。偶极子的磁力线分布如图 3-7 所示，当$\theta=54°44'$时，$H_{/\!/}$为零。根据这一特点，在M_2处作两条直线，它与M_2的夹角为$54°44'$，并与井轴相交于P_1和P_2点见图 3-6，由此就可分析异常曲线上的四个零值点。

当发射线圈处于P_1时，它在M_2处产生的一次场没有垂直板面的分量，因此M_2的磁矩为零，矿体不产生二次场，这相当于曲线上的A_1点（对应于发射和接收间的中点）。当发射线圈位于P_2时，矿体同样不产生二次场，这相当于曲线上的A_2点。当接收线圈处于P_1时，M_2在P_1点产生的二次场没有平行井轴的分量，故接收线圈的测值为零，这相当于曲线上的A_3点。同理，当接收线圈处于P_2时，读数为零，相当于曲线上的A_4点。其次，再分析

曲线的两个极大值，这相当于发射或接收线圈越过板面的时候。因为当发射线圈越过板面时，磁力线和矿体板面垂直，并且离板端最近。而当接收线圈越过板面时，M_2在接收线圈处产生的轴向磁场最大。两个极大值间的距离正好等于线圈距L，由此可以确定矿层的埋深。

由于发射和接收线圈可以互换，对于水平矿体，曲线相对于板面必然是对称的。异常有正有负，二次场和一次场方向相反时，异常为负，相同时为正。发射线圈在接收线圈中产生的一次场是固定不变的，但二次场的方向则取决于线圈相对于矿体的位置。譬如，发射线圈在P_1点的上、下方时，它在板面M_2处产生的$H_{//}$改变方向，从而使矿体产生的二次场的方向也相应改变。矿体产生二次场的相位决定于综合参数P，对于固定的矿体和测量条件，无论测量二次场的幅值或其虚、实分量，异常曲线的形状应该是相似的。

对于发射线圈的轴线平行井轴，但接收线圈的轴线改为和井轴垂直的情况，模型实验曲线如图 3-8 所示。此时曲线总的特征是有三个零值和三个峰值，在零值点的两边，异常改变符号。A_1、A_2零值点是由于发射线圈在M_2处产生的$H_{//}$为零的缘故。零值点A_3对应于接收线圈越过板面的时候，因为此时M_2产生的二次场平行井轴，而接收线圈的轴线已变为和井轴垂直，故读数为零。

峰值B_1对应于发射线圈越过板面的时候，此时M_2处的一次场最大。从偶极子磁场的公式可知，当$\theta=\pm45°$时，$H_\perp$有极值并改变符号，因此，当接收线圈越过板面的前后（对应于曲线上的B_2和B_3点）是应该出现正、负极值的，但其位置不一定正好在M_2的45°线上，因为还要考虑一次场的大小及其他因素。

2．回线法

回线中心附近的一次场近似为垂直均匀场，对于处于高阻围岩中的球形矿体，按照公式（3.11）和（3.12），得到沿井轴的垂直磁场强度为

$$H_z=H_R\cos\theta-H_\theta\sin\theta$$

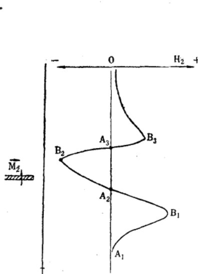


图 3-8

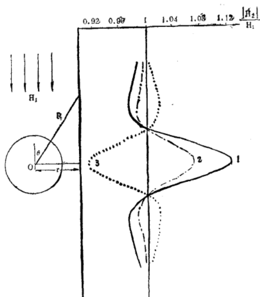


图 3-9

$$= H_I - H_I D\frac{a^3}{R^3}\left(1-\frac{3}{2}\frac{r^2}{R^2}\right)$$

$$\mathrm{Re}H_Z = H_I - H_I X\frac{a^3}{R^3}\left(1-\frac{3}{2}\frac{r^2}{R^2}\right)$$

$$\mathrm{Im}H_Z = -H_I Y\frac{a^3}{R^3}\left(1-\frac{3}{2}\frac{r^2}{R^2}\right)$$

回线法可以测量总场的振幅和相位。设矿体的半径为25m，其中心到井轴的距离为35m，工作频率为1kHz在矿体电阻率为0.1Ω·m和μ等于μ_0时，计算得出的磁场幅值曲线如图3-9中曲线1所示；当矿体的电阻率为0.1和1Ω·m，$\mu=5\mu_0$时，分别为曲线2和3。从图可以看出，电阻率为0.1Ω·m的非磁性矿体，其幅值大于同样电阻率的磁性矿体。这是由于涡流与矿体磁化两者所产生的二次场相互削弱的缘故。当矿体电阻率增加到1Ω·m时，异常符号改变，矿体磁化起了主导作用。

第二节　模型实验

理论计算只限于几种形状对称的矿体，如球、椭球、圆柱体等。对于其它形状的矿体，为了获得资料解释的法则，需要进行模型实验。

一、偶极剖面法

图3-10为偶极剖面法模型实验的布置图。在偶极法中，对于层状矿体的相似条件为

$$\sigma_M \mu_M f_M h_M L_M = \sigma \mu f h L$$

式中　h为层厚，L为线圈距，角码M表示模型。上式表明的模拟条件，其意义在于模型和实际矿体具有相同的频率特性。当实验中采用的频率f_M和野外工作频率f相同，矿体$\mu=\mu_0$时，上式简化为$\sigma_M h_M L_M = \sigma h L$。如模型的线性比例采用1/500，线圈距采用10、15、15cm，相当于野外采用50，75，100m的线圈距。矿体模型采用厚4mm的铝板，铝的电阻率为$3\cdot10^{-8}$Ω·m，则矿体对应的σh值为

$$\sigma h = \frac{1}{3\cdot10^{-8}}\cdot 4\cdot10^{-3}\cdot\frac{1}{500} = 266$$

图3-10
1.发射线圈　2.声频振荡器
3.测量面板　4.接收线圈
5.放大器

举例来说，模型实验中的铝板相当于厚10m，电阻率约0.04Ω·m的矿层。现将模型实验的典型例子列举于下。

1，半无限板，板面和井轴垂直，位于钻孔一侧

图3-11为发射和接收线圈均平行于井轴的测量结果，此时所测量的是平行井轴的磁场分量（称为Z分量）。铝板尺寸为4×600×600mm，沿走向和倾向都可视作无限延伸，线圈距L为10cm。铝板边缘到井轴的距离a分别为5、2.5、1.25cm，相应的ζ值（$\zeta=\frac{a}{L}$）分别为$\frac{1}{2}$，$\frac{1}{4}$和$\frac{1}{8}$。

实分量和虚分量曲线的形状是相似的，两个极大值之间的距离等于L。随着比值ζ的增加，异常值急剧减小，见图3-12，当$\zeta=0.5$时，相对异常只有1.5%。

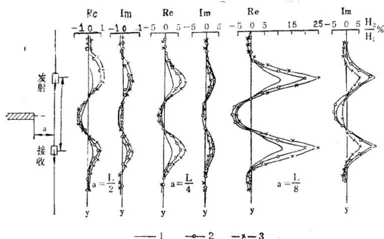


图 3-11

1—$f=125$Hz　2—$f=375$Hz　3—$f=1125$Hz

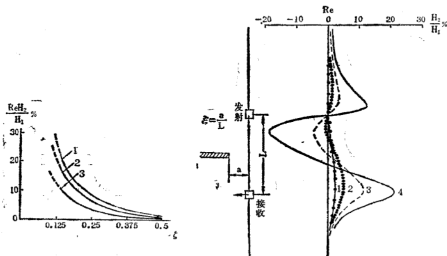


图3-12

1—二次场中 $\mathrm{Im}H_2=0.2\mathrm{Re}H_2$　2—$\mathrm{Im}H_2=0.5\mathrm{Re}H_2$　3—$\mathrm{Im}H_2=\mathrm{Re}H_2$

图3-13

1—$a=3L/4$　2—$a=L/2$　3—$a=L/4$　4—$a=L/8$

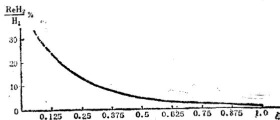


图 3-14

($\mathrm{Im}H_2=0.1\mathrm{Re}H_2$)

图 3-13为发射线圈平行井轴，而接收线圈垂直于井轴的测量结果，所测量的磁场称为X分量。当接收线圈越过板面的时候，由于二次场没有和井轴垂直的分量，故所有曲线均交于零值。曲线上另一个零值点，对应于发射线圈不激发铝板的情况，随着a值的不同，零值点的位置发生变化。

测量X分量有两个优点：

a.随着ξ值的加大，即矿层离井轴愈远，相对异常值减小的程度比Z分量缓慢（图 3-14）。例如，当$\xi=0.5$，X分量的极值超过Z分量极值的三倍，这有利于发现离钻孔较远的矿体。

b.异常的符号和矿体方位有关。如矿体处于钻孔的另一侧时，X分量便改变方向。若接收线圈采用定向装置，就有可能确定矿体的方位。

2.倾斜板

铝板尺寸为$1.5\times1000\times1000$mm，沿走向和倾向可视作无限延伸，铝板边缘到井轴的距离a为1.5cm。Z分量曲线如图 3-15所示，当板面和井轴垂直时（$\varphi=90°$），曲线形状是对称的，两个极大值相等。当$\varphi\neq90°$时，一个极大值增加，且异常变宽；另一个极大值减小，异常变窄。两个极大值的比例可以用来估计层状矿体的倾角，此比值和φ的关系示于图3-16。当φ角很小，或者矿层边缘离井轴愈远，其中一个极大值几乎消失，读数误差大，倾角的计算就很不可靠。

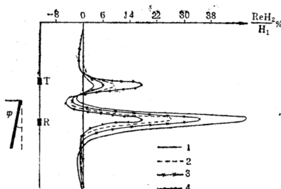


图 3-15

$f=3375$Hz　$\xi=0.15$　1—$\varphi=30°$　2—$\varphi=60°$　3—$\varphi=45°$　4—$\varphi=90°$

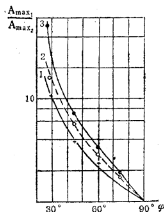


图 3-16

1—$f=3375$Hz　$\xi=0.15$　2—$f=3375$Hz　$\xi=0.25$　3—$f=1125$Hz　$\xi=0.25$

3.矿层和井轴垂直相交

所用的模型，一侧可视作无限延伸；另一侧为有限延伸，其边缘至井轴的距离为c，测量结果如图 3-17所示。

当$c\geqslant L$时，模型板向两侧的延伸都可视作无限，在Z分量曲线上出现很大的负异常，这是由于一次场被矿层屏蔽的结果。当c减小时，屏蔽作用减小，异常幅度降低，并在发射和接收线圈分别通过板面时，出现两个尖峰，异常的宽度等于层厚加线圈距。当$c=0$时，曲线就变得和前面所讲的与钻孔不相交的矿层一样。矿层和钻孔相交时产生的异常

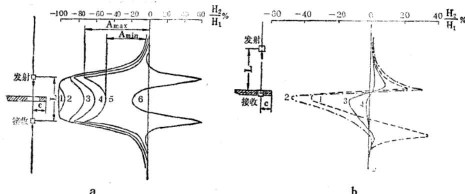


图 3-17

a) Z分量　1—$c=L$；　2—$c=L/2$；　3—$c=L/4$；　4—$c=L/6$；
5—$c=L/8$　6—$c=0$
b) X分量　1—$c=0$；　2—$c=L/8$；　3—$c=L/2$；　4—$c=L$

比不相交时要大得多。

在X分量曲线上（注意此曲线的记录点选在接收线圈），异常随c值的加大而降低。当c大于（1.2～1.5）L时，异常值趋近于零。当接收线圈通过矿层时，所有曲线都交于零值，在矿层上、下两边，异常改变符号。

X分量的正负，决定于有限延伸矿层在空间的方位，因此有可能根据X分量曲线来研究矿层产状。

4.磁性矿体

在磁法勘探中常遇到强磁性岩体的干扰，利用低频电磁法有可能区分矿与非矿异常，这是当前一个重要的研究课题。

具有很强的剩磁而感磁很弱的岩体，在低频电磁法中不会引起异常。感磁也较强的岩体，由于其导电性差，在二次场中不存在虚分量。图 3-18为高阻磁性体的模型实验，模型为铁粉芯板，发射线圈平行井轴，接收线圈和井轴垂直。在测量中确实测不到反映电性异常的虚分量值，而且不同频率的实分量曲线重合在一起。由于矿层产状接近水平，曲线

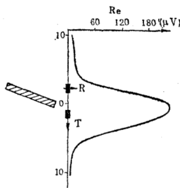


图 3-18

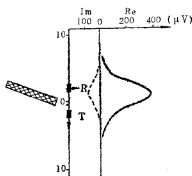


图 3-19

形状基本对称。

将高阻磁性体X分量的异常曲线与非磁性导体（见图 3-8）相比较，二者形状迥然不同，说明两者有不同的物理实质。高阻磁性体的异常是由于磁化所引起，其磁矩可以分成垂直于层面和顺着层面的两个方向。由于薄板的退磁作用，顺层方向的磁化比垂直方向大得多。其次，磁化作用还要考虑一次场的强度。在远离矿体时，发射线圈的一次场垂直于水平矿层的层面，曲线两翼的异常主要是由层面上的磁荷引起的。当靠近矿体时，考虑到退磁作用，曲线中部的异常主要是由矿层两端的磁荷所引起。当接收线圈越过矿层时，矿层顶端的磁荷产生的磁场正好垂直于井轴，因此测得较大的X分量异常。

在非磁性导电板状体的分析中，我们认为二次场的源等效于和板面垂直的磁偶极子，对于顺着层面的一次场，由于切割磁力线少而不予考虑，这是和高阻磁性体考虑不同之处。

在导电的磁性矿体的二次场中，既有实分量也有虚分量，图3-19为用铁板作的模型实验，测得的虚分量曲线与实分量曲线形状相似。当频率较低时，实分量异常主要由铁板的顺层磁化所引起，同时也要考虑涡流的作用。

二、回线法

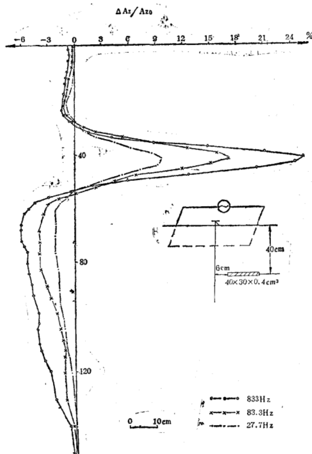


图 3-20

实验在空气中进行，采用 1 m × 1 m的发射回线，钻孔位于回线中心，沿钻孔测量垂直磁场强度。当用边长为 $2a$ (m) 的方形回线，供以低频电流I (A) 则沿回线平面的中垂线上任一深度h处的一次垂直磁场强度为

$$H_{1z}=\frac{8a^2I}{(a^2+h^2)\sqrt{2a^2+h^2}}\times\frac{1}{4\pi}\quad(\mathrm{A\cdot m^{-1}})$$

随着深度的增加，正常场平滑地下降，在此衰减曲线的背景上出现二次场的异常。为便于解释可取相对异常值作图。

图 3-20为半无限水平铜板的相对异常曲线，横坐标为$\Delta A_z/A_{z0}$，A_{z0}为正常场读数，ΔA_z为有矿体时之读数和正常场读数之差。正异常的极大值与铜板的埋深相对应，不随频率变动。下部的负异常比上部的负异常明显，这与正常场随深度而减小有关。异常值随频率升高而增大，但低频时增加速率快，这是由于矿体的频率特性造成的。

图3-21是半无限水平铁板的相对异常曲线。各种频率的异常形态，自上而下均为先正后负的反“S”形，正、负异常的幅值比随频率变化。27.7Hz的正、负异常幅度相等；然后随频率增加，正异常增大而负异常减小，零值点向下移动。将相同频率时铜板和铁板的异常曲线进行对比，可以看出铁板所测得的正异常幅值均较铜板为低，这是由于感磁削弱了涡流的二次场的缘故。

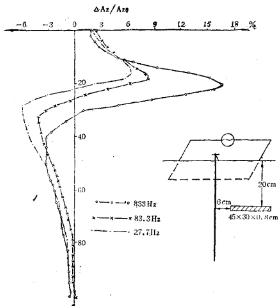


图 3-21

图 3-22是钻孔穿过水平铁板时的相对异常曲线，不同频率的异常皆为负异常，幅度随频率升高而加大，极值点的深度与板体中心的埋深一致。当铁板被钻孔穿过后，由于铁板磁化所产生的磁力线密集地通过铁板中的钻孔，并和一次场相反。与此同时，围绕钻孔的涡流在井轴上所产生的二次场也是与一次场相反，因此出现了极值点位于铁板中心的负异常。

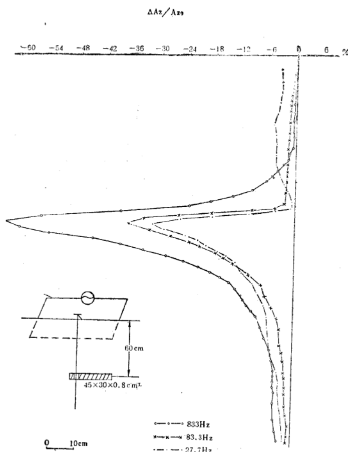


图 3-22

第三节 井场测量的仪器

先介绍一下苏制АСМЦ型仪器，方框线路如图3-23所示。

在偶极剖面法的方案中，发射线圈6是一带铁心的螺线管。线圈的激励电源由地面的振荡器2通过缆芯供电。仪器包括四个可以更换的发射线圈，每一个线圈适应一定的工作频率。

接收线圈9也是可以更换的，包括两类线圈。一类测量平行井轴的分量（Z分量），另一类测量垂直井轴的分量（X分量在钻孔倾斜面内，Y分量和钻孔倾斜面垂直并保持水平），三个分量组成互相垂直的系统。每次下井只能测量一个分量（点测），测完Z分量后，再换上测量X、Y分量的线圈。X、Y分量的定向装置是定向重锤，所以只要将定向重锤的角度改变90°，就可以达到利用同一个线圈测量X、Y分量的目的。

从接收线圈产生的讯号送入宽带前置放大器8，然后通过缆芯K_2输入到测量道7。在

测量道7里，讯号再经过选择放大器放大，最后利用相敏检波器把虚分量和实分量分开，变成直流讯号输送到地面的测量道1。

井下仪器的直流电是利用地面振荡器输出的交流电经过整流稳压后获得的。接收线圈的前置放大器的电源是干电池。

在测量z分量时，需要对一次场进行补偿。

在回线法中，孔内只有接收线圈和前置放大器，发射线圈改为铺设在地面的电缆回线。

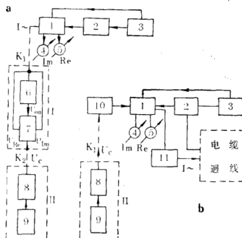


图 3-23

a—偶极法　b—回线法

1—地面测量板　2—振荡器　3—电源站　4，5—微安表　6—发射线圈　7—井下测量道　8前置放大器　9接收线圈　10—地面测量道　11—配谐电容

ACMЦ仪器的主要技术特性如下

1）工作频率125、375、1125、3375（Hz）。

2）线圈距$L=25$、50、75、100（m）。

3）磁场测量范围从$\frac{1}{4\pi}\times5\times10^{-5}$到$\frac{1}{4\pi}\times10^{-1}$（$A\cdot m^{-1}$）

4）测量灵敏度（进行一次场补偿）最大到一次场的0.1%。

5）测量虚、实分量的重复误差，当进行一次场的补偿和相对异常超过10%时，不大于10%。

6）钻孔最小顶角3—5°，可以实现X、Y分量的定向。

7）井下仪直径：发射部分56mm，接收部分为53mm。

下面介绍加拿大赛特克斯（Scintrax）回线法的仪器。图3-24为测量示意图，发射回线置于地面，工作频率为35，105，315，945和2835Hz。接收线圈和前置级放入井中，测量沿井轴的磁场分量。在地面上固定地安放一个参考线圈，它能从发射机接收到一个足够强的讯号，并与井下接收线圈的讯号进行振幅和相位的比较。通过自动桥式接收机就能

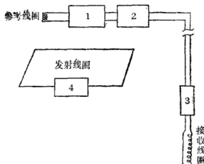


图 3-24

1—自动桥式接收机　2—内部单元　3—前置放大器　4—振荡器

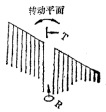


图 3-25

指示出两种讯号间的相移及振幅比。因此，这种方式实质上是测量孔内总磁场（包括一次场和二次场）的振幅和相位。内部单元有一个12档的增益调节器和10档的固定相位调节器，可以调节来自接收线圈的讯号。接收线圈为带硅钢铁芯的长螺线管，绕线5000匝，长1 m，直径30mm，置于玻璃纤维的防水外壳中。

最后介绍一种“倾角法”的测量方法如图3-25所示。发射线圈的平面顺着钻孔，即发射偶极子的轴与钻孔成直角，安置于井口。井中接收线圈的轴线平行井轴，当不存在良导矿体时，由于发射和接收线圈的平面互相垂直，测值为零。当有局部良导体产生了二次场并为接收线圈探测到时，就用调节次级发射器倾斜的办法调到零。次级发射器的转轴也在主发射器的平面内，其倾斜角与矿体位置有关。将主发射器的平面绕钻孔轴转动，进行多次测量，就可以确定矿体的方位。

第四节　井中低频电磁法在金属矿床上的应用

一、前提条件和能解决的地质任务

硫化矿床是目前低频电磁法应用的主要对象，从原理上讲，导磁率高的矿体也能用此法勘探，但尚缺乏这方面的实践。硫化矿具有很高的导电率，是该法取得良好效果的有利条件，电阻率在1Ω·m以下的矿体，效果最好。黄铁矿、方铅矿含量高的块状致密矿体，具有这种高的导电率。此法尚能发现电阻率在10Ω·m以内的矿体，或离钻孔较近或被钻孔穿过的矿体。

低频电磁法的一个特点，就是异常的大小决定于矿体导电率的绝对值，而不决定于矿体与围岩导电率的相对值。也就是说，地质体的导电率只有达到一定级次时，才有异常显示。例如，低电阻率的构造破碎带在频率足够低时无反映。因此，低频电磁法的基值比较稳定，很少随地质体的不均匀性而变化。这一特点使该法区分矿与非矿的能力较高，在直流电法受干扰限制的情况下，它能取得良好的效果。

根据野外和模型实验的结果，井中低频电磁法可能解决下列问题

1)发现离钻孔40—80m处的良导电矿体。

2)近似地推断矿体的大小和形状。

3)决定矿层的倾角，倾向和走向。

4)估计矿体的空间位置——相对于钻孔的方位，以及离钻孔的距离。在钻孔穿过矿体的情况下，估计矿体边缘到钻孔的距离。

5)在细脉浸染矿带中划分致密富矿。

6)根据导电好的岩层解决构造问题。

二、技术条件的选择

1.选择工作频率

选择工作频率的目的，在于突出矿体的异常和减低非矿异常的干扰。频率增加，异常也相应显著，但当频率超过一定限度后，良导矿体的异常不再增加，而电导性较差的非矿异常却增加急剧。因此，应在所研究的地区进行试验，以便选择合适的频率。在硫化矿床上是这样来选择工作频率的：即在这种频率的曲线上，矿体所产生的异常以实分量为主，而在较高导电率的成矿围岩上以虚分量为主。

2.选择线圈距

增大发射和接收线圈间的距离可以加大探测范围，但二次场的测值却急剧减小，增大了测量误差。对于沿走向延伸很大的矿体，增加L可以使异常增加，而一些厚度小于L的导电岩层，它们产生的异常实际上和L无关。因此采用大线圈距，可以增加矿体异常，相对地减小了非矿异常的干扰。基于模型实验和野外工作的经验，L至少是到矿体距离的1.5～2倍，一般以75m的线圈距为合适。应用25或50m的线圈距，有利于勘探离钻孔不远或者被钻孔穿过的矿体。在解决某些构造问题时，也使用小的线圈距。

3.偶极剖面法和回线法的比较

矿体的产状水平，一次场与层面垂直，是应用回线法的有利条件。厚度不大而倾斜很陡的矿层，由于切割的磁力线少，所产生的异常难以测出。井孔弯曲，地形起伏，加上表层影响等因素，造成回线法解释时的误差。

偶极剖面法，一次场可以进行补偿，极大地提高了测量二次场的灵敏度。偶极法的缺点是受线圈距L的限制难于在浅孔（100～150m）中进行。此外，当几个矿体相邻较近时，

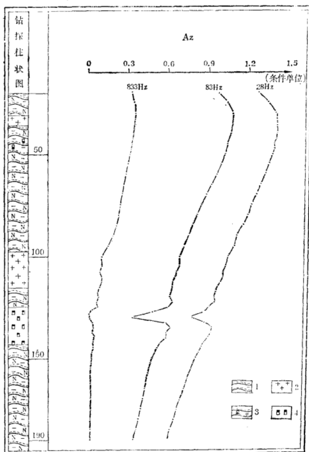


图 3-26

1—黑云母斜长片麻岩 2—花岗斑岩 3—黄铁矿化片麻岩 4—含磁黄铁矿石

异常连成一片而不易分辨。

在下列情况下，可优先使用偶极法

a.钻孔很深，覆盖层的电阻率低；

b.矿层倾斜很陡；

c.解决详查中的一些问题。

使用回线法的有利条件为

a.浅井，矿体埋藏不深(100～150m)；

b.矿体产状与发射回线的平面相平行或者相交角度在30°以内。

三、应用实例

黑龙江省地质局物探队使用自制的井中低频电磁仪，先后在几个矿区进行了有效的试验。图3-26为一个示例，地面以井口为中心辅设了400×400m的发射回线，供电0.8A。该区地层由于普遍石墨化而电阻率低，且地表存在低阻覆盖层，因此只有28Hz的正常场基本接近于按空气介质计算的一次场，83Hz和833Hz两种频率的正常场都因围岩的吸收而降低。在矿层处28Hz和83Hz的异常明显，833Hz的异常则由于围岩对电磁场的严重吸收而减弱。

在孔深124.71m到143m的矿层处，异常范围小于矿层厚度，这是由于含铜品位只有0.2%左右的矿层并非低阻，只有矿层中磁黄铁矿富集井段才具良导特性，达到在工作频率下产生明显二次场的级次。故井中低频电磁法可用于在贫矿中（如细脉浸染状矿体等）划分出致密富矿体。

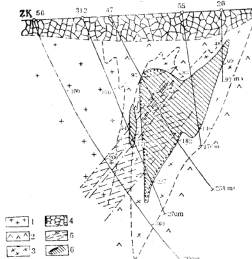


图 3-27

1—辉绿岩；2—辉绿斑岩；3—石英绿泥石岩；4—风化层；5—地质圈定的矿体；6—电磁法圈出的矿体

下面举一个苏联在南乌拉尔矿床的应用实例。矿体是含铜和锌-铜的黄铁矿，围岩主要是辉绿岩，辉绿斑岩，石英-绿泥石-绢云母岩，电阻率为10^2—$10^4\Omega\cdot m$。根据测井资料，致密块状矿体的电阻率小于$1\Omega\cdot m$。矿床地质剖面示于图3-27。

根据原有的物探资料，初步认为矿体为近南北走向，向西倾，倾角约60°。可是，在47孔以西100m布置了56孔，却没有打到矿体。

采用偶极剖面法在56孔进行测量的结果，曲线有明显的异常反映如图3-28。根据Z分量异常的深度，确定矿体下端在56孔的投影位置为275～285m。由异常的幅值推断出矿体下端到钻孔的距离不超过10—15m，另可根据Z曲线两个异常峰值的比率来确定矿体倾角。结果说明，矿体侧面和钻孔的交角为40°左右，即矿体的倾斜近于铅直。矿体相对于钻孔的方位则由X、Y曲线异常的符号以及两分量异常的幅值比来确定，由此推断出矿体的

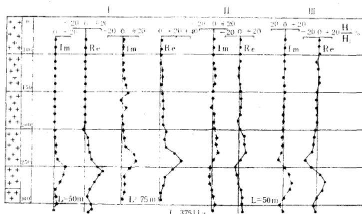


图 3-28

I—Z分量；II—Y分量；III—X分量（钻孔倾斜面内）

走向为北东向。

思考题

1.井中低频电磁法有那些测量方案？它在金属矿区应用的有利条件是什么？

2.说明良导体所产生的二次场中，虚实分量随频率变化的一般规律。

2.说明回线法应用的有利和不利条件，在什么条件下优先使用回线法。

4.你认为在金属矿区应怎样综合应用地面和井中低频电磁法？

参 考 文 献

1. 武汉地质学院地下物探教研室编著 金属矿钻孔地球物理勘探 地质出版社1980年
2. 武汉地质学院 电法勘探教程 地质出版社1980年
3. Скваажиная рудная геофизика «Недра» 1971

第四章　钻孔电磁波法

钻孔电磁波法由于采用数百千赫至数十兆赫的高频，使涉及介质的范围大大超过感应区而进入波区。在高频条件下，岩石介质中不仅有传导电流，还有位移电流。它们互相作用，使导电率和介电常数不同的介质出现吸收不同电磁波能量的现象，利用这一现象，可以了解介质性质。电磁波在传播过程中，遇到介质界面会发生散射，包括对规则界面的反射，这是了解探测对象的又一方面。在两个或单个钻孔中进行电磁波场的测量，就可实现上述目的。现在，电磁波法探测金属矿体以及岩溶洞穴，已越来越显示出特殊作用。在煤矿坑道中，探查煤断层、陷落柱等方面，也显示出明显的效果。近些年来，在油田中使用更高的频率，探测储集层的油水性。

这一章阐述方法的基本理论以及以双孔测量方式为主的工作方法和解释方法。

第一节　理　论　基　础

一、振动与波

介质中质点的机械振动，可以形成波。水波即为一例。类似地，电磁波在介质中的传播，是由电磁振动所引起。实际上，质点的振动是一种简谐运动，可用下式描述

$$A=|A|\cos\omega t \quad 或 \quad A=|A|\sin\omega t$$

A为某时刻t质点离开平衡位置的位移，$|A|$为质点振动的最大位移，ω为质点做圆周运动时的角速度，相角ωt描述了圆运动的瞬时角。把$|A|$换为电、磁场量的幅度，上式即可用以描述电磁振动。上面的右式还可写做

$$|A|\,\mathrm{Re}(e^{j\omega t}) \quad 或 \quad |A|\,\mathrm{Im}(e^{j\omega t})$$

通常约定取前式，并简写为$|A|\,e^{j\omega t}$。

现考虑一种空间传播的振动，设空间某点(r,t)，该点的振动与源的振动应有相同的规律，所不同的是该点的振动比源的振动落后$\frac{r}{v}$时刻，v为波速。改上式之t为$(t-\frac{r}{v})$，即得空间某点振动的描述式

$$A=|A|\,e^{j\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)}=|A|\,e^{j\left(\omega t-\frac{\omega r}{v}\right)}$$

指数幂的第二项$\frac{\omega r}{v}$等于$\frac{2\pi f r}{v}=\frac{2\pi}{\lambda}\cdot r=kr$，$k$称为相位系数，即单位距离的相角，或称传播常数，因为它与波速v和波长λ有关，这样

$$A=|A|\,e^{j(\omega t-kr)}=|A|\,e^{j\omega t}\cdot e^{-jkr}$$

$e^{j\omega t}$是源的不变的振动因子，故描述波传播的式子可仅写$|A|\,e^{-jkr}$。e^{-jkr}称之为基本波函数。

为观察波的传播，需考察某一固定振幅例如波峰在空间的移动状况，这就要求指数幂

在t变化时保持不变，即$(\omega t-kr)$不变以保持振幅固定。只有当指数幂的两项互为反号时才有可能。于是，t增大时r也增大，表明波向着r增大的方向前进，这是正向行波；若取$(\omega t+kr)$，则t增大时r应减小，表明波向r减小的方向前进，这是反向行波。源为$e^{-j\omega t}$时，e^{jkr}和e^{-jkr}分别为正、反行波。

电磁振动中，磁场变化产生电场，伴随着电场变化，又有磁场变化形成。这是法拉第定律和安培定律所决定的互相紧密相关的现象。当磁场变化产生电场时，它不仅存在于变化之处，同时也存在于其附近外围，这个附近的变动电场又在该处及其附近外围形成磁场。如此互相影响，电磁振动就由近处向外传递而形成电磁波的传播。

电磁波的空间传播，可由下述波动方程描述

$$\nabla^2 E+k^2E=0$$
$$\nabla^2 H+k^2H=0 \tag{4.1}$$

这是无源区的波动方程。它由电磁现象的基本方程式——麦克斯韦方程组

$$\nabla\times H=i+\frac{\partial D}{\partial t}=\sigma E+\omega\frac{\partial E}{\partial t}$$

$$=-j\omega(\varepsilon+j\frac{\sigma}{\omega})E=-j\omega\epsilon E$$

$$\nabla+E=-\frac{\partial B}{\partial t}=-\mu\frac{\partial H}{\partial t}=j\omega\mu H \tag{4.2}$$

$$\nabla\cdot B=\nabla\cdot H=0$$

$$\nabla\cdot D=\nabla\cdot E=0$$

导出的。这是无源介质中的方程组，并以谐变场$E=E_0e^{-j\omega t}$，$H=H_0e^{-j\omega t}$描述。式中E、H为电场和磁场矢量，在实用单位制中，它们的单位为V/m、A/m。σ为导电率，单位为$1/\Omega\cdot m$。ε是介质的介电常数（F/m），它等于$\varepsilon'\cdot\varepsilon_0$。$\mu$是导磁率（H/m）等于$\mu'\cdot\mu_0$，$\varepsilon'$、$\mu'$分别称为相对介电常数和相对导磁率。$\varepsilon_0$为真空中电感强度$D$与电场$E$之比，$\mu_0$为真空中磁感强度$B$与磁场$H$的比，在有理化实用单位制中，$\varepsilon_0=\frac{10^{-9}}{36\pi}$F/m，$\mu_0=4\pi\cdot10^{-7}$H/m。$\epsilon=\varepsilon+j\frac{\sigma}{\omega}$称做复介电常数。(4.2)的第一二两式，描述了空间某一点变动电场产生磁场和变动磁场产生电场，前式即广义的安培定律，其中包含了传导电流（右边第一项）和位移电流（第二项）两者的总贡献；后式即感应定律。第三式表示磁场是无源的；第四式表示了点源以外的空间情况。

在(4-1)式中，$k=\omega\sqrt{\mu\epsilon}$是一复数，如写做$k=\alpha+j\beta$，则基本波函数变为$e^{jkr}=e^{j\alpha r}\cdot e^{-\beta r}$。它表明，在介质中当$\sigma$、$\varepsilon$、$\mu$均为有限时，$k$值包含相位常数$\alpha$和衰减（以后称吸收）系数$\beta$两个具有物理意义的参数，只有当$\sigma=0$时（空气或真空中），$k=\alpha$而为实数，此时，$k=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}=\frac{\omega}{3\cdot10^8}=\frac{\omega}{v_0}$，$v_0$为空气中的波速，它等于$3\cdot10^8$m/s，即光速。由此可类比推得$1/\sqrt{\mu\epsilon}$为介质中的波速。可以看出，由于$\sigma\neq0$，介质变为有损耗的了，在有耗介质中，$k$、$v$、$\lambda$均与真空中的值不一样，地下岩石介质正是这一类介质。

二、均匀无限岩石介质中的波

电磁波通过天线间介质辐射，在整个介质空间中就有电磁场形成。电流元Idl（$I=$

$I_0 e^{-j\omega t}$）在均匀无限介质中所产生的场，可由（4·1）式解得。在球座标中（图4-1）为

$$E_r=\frac{Idl e^{-j\omega t}}{2\pi\omega\epsilon}\left(\frac{k}{r^2}+\frac{j}{r^3}\right)e^{jkr}\cos\theta$$

$$E_\theta=\frac{Idl e^{-j\omega t}}{4\pi\omega\epsilon}\left(\frac{-jk^2}{r}+\frac{k}{r^2}+\frac{j}{r^3}\right)e^{jkr}\sin\theta \tag{4.3}$$

$$H_\phi=\frac{Idl e^{-j\omega t}}{4\pi}\left(\frac{-jk}{r}+\frac{1}{r^2}\right)e^{jkr}\sin\theta$$

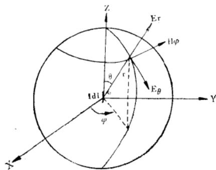


图 4-1

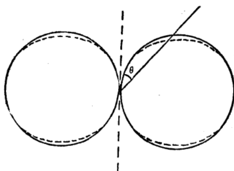


图 4-2

式中 dl为电流元的长度；I为电流幅值，它在dl上处处相等；k为传播常数，等于$\omega\sqrt{\mu\epsilon}$；ϵ为复介电常数。这是一种轴（Z）对称的场，在发射条件（Idl，ω）一定、介质性质一定的条件下，只与r、θ有关，它与r的关系较复杂，但在r很小和r很大的区域，这一影响却较为简单，对于r很小的情形（相对于介质中的波长），（4.3）各式中的$1/r$低次方项可忽略，此时，电场以Er为主，H_ϕ很小，故能流密度矢量$E\times H$偏离r方向。r越小，偏离越甚，即使在$\theta=90°$处，$E\times H$也因两量相位相差90°而无值。这说明，偶极子附近区域，能量并不向外辐射，而是交替地储存于电、磁场中。这个区域称感应区。r很大时，（4.3）各式中$1/r$高次方项可忽略，因此只有E_θ和H_ϕ两量，$E\times H$在r方向上，即能量沿波传播方向向外发散。这是辐射区，或称波区、远区。电磁波法所涉区域是远区。在远区，$E_\theta/H_\phi\left(=\sqrt{\mu/\epsilon}=\sqrt{\mu/(\varepsilon+j\frac{\sigma}{\omega})}\right)$是一个常数，以$\eta$表示，由于$\eta$是复数，故随介质不同而有不同的相位角，只有在空气中，$\sigma=0$，$\eta=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}=120\pi=377(\Omega)$，相角才为零，此时，$H_\varphi$仅为$E_\theta$的1/377。$\eta$是一个以欧姆为单位的量，称为"本质阻抗"或"波阻抗"，可用以了解介质性质。就三个场分量与θ的关系来说，$\theta=0°$处（Z轴上），E_r最大，而E_θ及H_ϕ为零；$\theta=90°$处（偶极子轴中心的轴垂向方向），E_θ、H_ϕ最大，而$E_r=0$。这反映了场量的方向性，取各个方向上相同r的E_θ（或H_ϕ）值，可画成方向性图如图4-2（实线），它表示出偶极子发射的方向性。在实际中，发射天线的长度并非很小，其上的电流分布亦非常数，方向性图与图4-2所示有所不同（见下节）。

由（4.3）式可知，场量还与k有关。如前所述，$k=\sqrt{\mu\epsilon}=\sqrt{\mu\left(\varepsilon+\frac{j\sigma}{\omega}\right)}=\alpha+$

$+j\beta$，由此解出之α、β值为

$$\alpha=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}+1\right]}$$

$$\beta=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}\sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\right)^2}-1\right]} \qquad (4.4)$$

这是两个与介质性质和工作频率有关的量。它们随各参量的变化关系如图4-3、4-4。

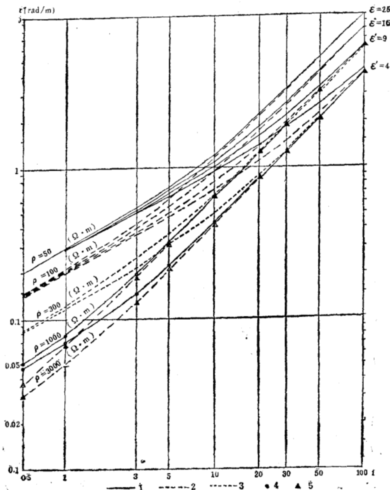


图 4-3

1—$\rho=50\Omega\cdot m$　$\varepsilon'=4, 9, 16, 25$；　2—$\rho=100\Omega\cdot m$　$\varepsilon'=4, 9, 16, 25$；　3—$\rho=300\Omega\cdot m$　$\varepsilon'=4, 9$；　4—$\rho=1000\Omega\cdot m$　$\varepsilon'=4, 9$；　5—$\rho=3000\Omega\cdot m$　$\varepsilon'=4, 9$　$\mu=\mu_0$　f单位为MHz

由图4-3可见，相位系数α（单位为rad/m）随频率f增大而增大，随电阻率ρ减小而增大（高频时，ρ影响小），随介电常数ε增大而增大（低频时，ε影响小）。由于$\frac{\omega}{\alpha}=v$，

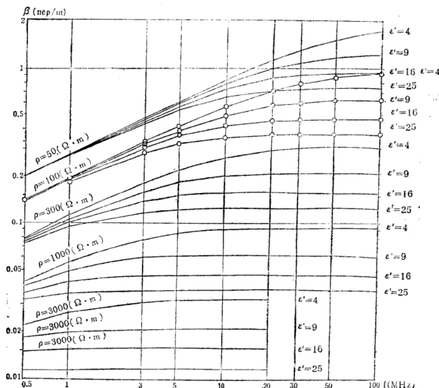


图 4-4

$\frac{v}{f}=\lambda$，故α值是波速和波长的决定因素。现考察两个极限情形

（1）$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\ll 1$，此即$\sigma$很小或$f$、$\varepsilon$很大 的 条 件。此时，$\alpha\approx\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$，而

$$\lambda=\frac{1}{f\sqrt{\mu\varepsilon}}=\frac{1}{f\sqrt{4\pi\cdot 10^{-7}\mu'\cdot\frac{1}{36\pi}\cdot 10^{-9}\cdot\varepsilon'}}$$

$$=\frac{3\cdot 10^{8}}{f\sqrt{\mu'\varepsilon'}}=\frac{\lambda_0}{\sqrt{\mu'\varepsilon'}}$$

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}=\frac{f\lambda_0}{\sqrt{\mu'\varepsilon'}}=\frac{v_0}{\sqrt{\mu'\varepsilon'}} \tag{4.5}$$

式中λ_0、v_0均为空气中的波长和波速，带撇的参数均为相对值。上式表明，λ、v均与介质的导电率无关，而与$\sqrt{\varepsilon}$成反比。在ε很大的介质中（例如含水层），λ、v将大大降低。

上述条件是电磁波方法的最好工作条件，若此时的$\varepsilon'=(4—25)\varepsilon_0$，则$\frac{\lambda_0}{\lambda}\approx 2—5$，$\frac{v_0}{v}\approx 2—5$。

（2）$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\gg 1$。此即$\sigma$很大或$f$很小。此时，$\alpha\approx\sqrt{\frac{\omega\sigma\mu}{2}}$，而

$$\lambda=\frac{2\pi}{\alpha}\approx 2\pi\sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}}$$

$$v=f\lambda\approx 2\sqrt{\frac{\pi f}{\sigma\mu}} \qquad (4\cdot6)$$

可以看出，它们均与介质的导电率有关，而与ε无关。介质导电性越好，λ、v就越小。对于σ较大的岩石或矿石，λ、v变化甚剧，例如$\rho=50\Omega\cdot m$，当$f=1\times10^6$ Hz时，$\lambda=22.4$ m，$v=4.47\times10^7$m/s，而此时$\lambda_0=300$m，$v_0=3.10^8$m/s，$\lambda_0/\lambda=13.4$，$v_0/v=13.4$。

这样，可以看出，在高阻岩石中，波速或波长仅为空气中的$\frac{1}{2}\sim\frac{1}{5}$；但在低阻岩石中，波速或波长便大大减小，尤以高频为甚。

若从相位角来看，α_r是r距离内的相位角，空间各点对于波源的相位角是不同的，当岩性变化时，相位角的空间分布也随之不同。因此，α显然是电磁波法的一个有用的参数。

再看图4-4。图上，吸收系数β（单位为Np/m）随f增大而增大；在高频情况下，β将随电导率的增大和ε'的减小而增大。但σ小者β与f的关系不明显，σ越小越不明显；σ大者β与ε'的关系不明显，σ越大越是不明显。类似地，可讨论两个极限条件

（1）$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\ll 1$时，$\beta\approx\frac{\sigma}{2}\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$。吸收系数与频率无关，而与$\sigma$成正比。此时，$\beta$随$\varepsilon'$增大而减小。在空气中$\beta$为零。今取低电导率的纯灰岩$\rho=5000\Omega\cdot m$，$\varepsilon'=9$，则$\beta\approx0.001$ Np/m此时若$r=100$m，则介质吸收使场强幅值降低约9.5%。这种条件下，电磁波可以有较大的穿透距离。

（2）$\frac{\sigma}{\omega\varepsilon}\gg 1$时，$\beta\approx\sqrt{\frac{\sigma\mu\omega}{2}}$。$\beta$与$\sigma$、$f$有关，但与$\varepsilon$无关。可见在高导电介质中或使用高频时，$\beta$值将剧烈增大，若以$\rho=50\Omega\cdot m$的岩石为例，$f=1$MHz时，$\beta=0.28$，此时即使$r=10$m，也可使场强幅度减小93.9%，而当$f=3$MHz时，$\beta=0.49$，在$r=10$m处，场强值将减小99.3%。电磁波法的探测对象（如金属矿）常属此条件，显然在该探测对象的后面，场值所剩无几。

需要注意的是，在高频条件下，σ和ε值是随频率而变化的。图4-5、4-6为几种岩性介质情况下的岩石电阻率与岩矿石介电常数随频率的变化曲线。

三、非均匀岩石介质中的波

电磁波在多种岩矿石组成的地下介质中传播时，情况相当复杂。理论研究中的最简单的情形是：不同电磁性质（σ、μ、ε）的平面交界面（常常就是岩性界面）和非平面交界面（或看成规则几何体的边缘）。在平面交界面上，电磁波将发生反射和折射，而在几何体边缘区域，波传播的非直线行径将明显地显示出来，这就是波的绕射现象。所有这些情形，均同时伴有介质吸收。虽然情况简化，理论计算仍然相当复杂。下面进行简单的讨论。

1.波在平面分界面上的反射和折射

这里讨论的是两种岩层呈水平无限接触，且入射波为平面波的情况。

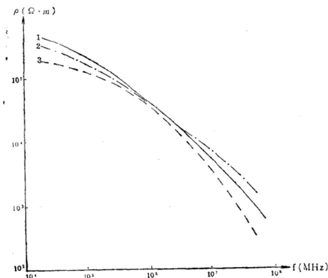


图 4-5

1—斑状石灰岩； 2—粒状大理岩； 3—大理岩

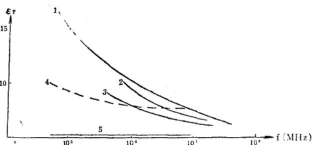


图 4-6

1—碱性花岗岩 2—白云母斑状花岗岩 3—花岗岩 4—白云母花岗岩 5—石英

波抵达界面时，将发生能量再分配。根据能量守恒定理，界面两边的能量总和保持不变。因此入射部分的能量与透过界面的能量两者之差，即为反射波的能量。入射波、反射波和折射波，三者的特性，因入射波的电、磁场相对于界面的方向（极化特性）而不同。钻孔电磁波法涉及的是平行极化波，即入射电场E_i与入射面平行，下面仅就叙述平行极化波情况进行讨论。

如图4-7所示，入射电场E_i在入射面上，指向右上方，入射方向如图所示时，H_i应由纸面向上。反射波的电、磁场结构需根据界面上的边界条件确定。边界条件有二：一是界面两边紧靠界面处的电场强度和磁场强度的切向分量分别相等；二是界面两边紧靠界面处的电位移矢量D的垂向分量和磁感应强度矢量B的垂向分量（对于不导电的纯介质）分别相等。由第一条件，若介质2为完全导体，则$E_{r切}$与$E_{i切}$的方向相反数值相等，于是，E_r指向左上方，这样，H_r与H_i的方向一致。下介质为非完全导体时，反射波的结构大体

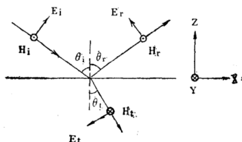


图 4-7

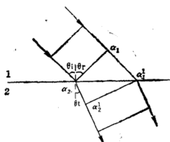


图 4-8

类似。至于折射波，在上介质中的入射波和反射波的场量方向确定之后，不难根据边界条件确定。以上仅为一般原则。

入射波、反射波和折射波的方向，遵循反射定律和折射定律。设入射波的两条射线如图4-8所示，射线垂直方向的平行线（在介质 1 中为a_1a_2的平行线，在介质 2 中为a_2'、a_1'的平行线）应为等相线。等相线的单位时间移动距离即波速(相速)，分别为v_1、v_2。当$\epsilon_2>\epsilon_1$时，$v_2<v_1$。于是射线在过界面后，便发生曲折，改变方向。若a_1a_1'相以v_1传播，则a_2a_2'相即以v_2传播。

由于界面两边沿界面的相速度是连续的，故可写出$\omega/(\alpha_1\sin\theta_i)=\omega/(\alpha_1\sin\theta_r)=\omega/(\alpha_2\sin\theta_t)$，由此可得

$$\theta_i=\theta_r$$

$$\sin\theta_i/\sin\theta_t=v_1/v_2 \tag{4.7}$$

此两式即分别为反射定律和折射定律。后一式的比值以n表示，称折射率

$$n=\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_t}=\frac{v_1}{v_2}\sqrt{\frac{\mu_2\epsilon_2}{\mu_1\epsilon_1}}=\frac{K_2}{K_1} \tag{4.8}$$

这两个定律表明：入射角θ_i等于反射角θ_r，与介质的性质无关；折射率与两边介质性质有关，当$n>1$时，$\theta_i>\theta_t$，$v_1>v_2$；$n<1$时，$\theta_i<\theta_t$，$v_1<v_2$。由(4-8)式知，$|n|\geqslant 0$，且在一般介质中，n为复数。

三个波之间的能量关系可通过波的反射系数和透射系数给出。它们的定义是

$$\text{反射系数}\quad V=\frac{\text{切向反射电场分量}}{\text{切向入射电场分量}}$$

$$\text{透射系数}\quad W=\frac{\text{切向折射电场分量}}{\text{切向入射电场分量}}$$

也可以用磁场定义，两种定义互差一个负号。

根据图4-7，由第一边界条件，平行极化时

$$H_i+H_r=H_t\text{即}-\sqrt{\frac{\epsilon_1}{u_1}}E_i+\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}E_r=-\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}E_t$$

$$E_i\cos\theta_i+E_r\cos\theta_r=E_t\cos\theta_t$$

解以上两式，可得反射系数V和透射系数W

$$V=\frac{E_r\cos\theta_r}{E_i\cos\theta_i}=\frac{E_r}{E_i}=\frac{\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}\cos\theta_t-\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}\cos\theta i}{\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\mu_2}}\cos\theta_i+\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}\cos\theta_t}$$

$$=\frac{\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i}-\frac{\mu_1}{\mu_2}n^2\cos\theta_i}{\sqrt{n^2-\sin^2\theta_i}+\frac{\mu_1}{\mu_2}n^2\cos\theta_i} \tag{4.9}$$

$$W=E_t\cos\theta_t/E_i\cos\theta_i=1+V \tag{4.10}$$

反射系数有时也以法向阻抗Z（定义为：$\frac{切向E}{切向H}$）表示。于是

$$V=\frac{Z_2-Z_1}{Z_2+Z_1}=\frac{E_t\cos\theta_t/H_t-E_i\cos\theta_i/H_i}{E_t\cos\theta_t/H_t+E_i\cos\theta_i/H_i}$$

$$=(\eta_2\cos\theta_t-\eta_1\cos\theta_i)/(\eta_2\cos\theta_t+\eta\cos\theta_i) \tag{4.11}$$

由以上结果可见

(1)V、W与两介质的性质和入射角有关，介质有吸收时，还与工作频率有关。

(2)在$\sigma\neq 0$的介质中，V是复数。

(3)一般的说，$|V|\leqslant 1$。

(4)由于式中有根式项、故对根式的符号有选择的问题(见后)。

下面进一步讨论纯电介质条件下的V随θ_i的变化规律。

(1)$\theta_i=0$，即垂直入射。此时，$V=\frac{1-n}{1+n}$，当$n>1$时，波由小ε值介质射向大ε值介质，V为负，$W<1$。此时，E_r与E_i反向；H_r与H_i同向；$E_t<E_i$，$H_t>H_i$。当$n<1$时，波由大ε介质射向小ε介质，V为正，$W>1$。与前一情形相反。

(2)$\theta_{i0}=\tan^{-1}n$。这一入射角恰使$V=0$。这是无反射的条件。θ_{i0}称无反射角。由于$\tan\theta_i=n$，因而$\sin\theta_t=\frac{\sin\theta_i}{n}=\cos\theta_i=\sin(90°-\theta_i)$，即$\theta_t=90°-\theta_i$。可见，凡$\theta_i+\theta_t=90°$者，$V=0$。

(3)$\theta_{i1}=\sin^{-1}n$，此时。$V=-1$，发生全反射。θ_{i1}称为临界角。由于$\theta_i=\theta_{i1}=\sin^{-1}n$，故$\sin\theta_t=1$，$\theta_t=90°$。此情形只能发生在$n<1$的情况时。

由边界条件$H_i+H_r=H_t$，知$H_t=ZH_i$。这是由于$V_H=-V_E=1$(V_H、V_E各为磁场情况下和电场情况下定义的反射系数)；由$E_{i切}+E_{r切}=E_{t切}$，并因H_i、H_r同向，故$E_{t切}=0$。又，由第二边界条件，知$\varepsilon_1E_{1n}=\varepsilon_1(E_{iz}+E_{rz})=2\varepsilon_1E_{iz}=\varepsilon_2E_{tz}$见图4-7。$E_t$只有$Z$向分量，$H_t$为$-Y$向，故无下行波，只有$x$向行波。

当$\theta_i>\sin^{-1}n$时，由于$n<1$，必有$\sin\theta_t>1$。这只有当θ_t为复角时才成立。今设$\theta_t=\frac{\pi}{2}+j\theta_t''$($j$为虚数)，则

$$\cos\theta_t=\cos\frac{\pi}{2}\,\mathrm{ch}\theta_t''-j\sin\frac{\pi}{2}\mathrm{sh}\theta_t''=-j\mathrm{sh}\theta_t''$$

$$\sin\theta_t=\sin\frac{\pi}{2}\,\mathrm{ch}\theta_t''+j\cos\frac{\pi}{2}\mathrm{sh}\theta_t''=\mathrm{ch}\theta_t''$$

介质 2 中的波为

$$e^{jk\cdot r}=e^{jk_2(x\sin\theta_t-Z\cos\theta_t)}=e^{jk_2x\,\mathrm{ch}\theta_t''-jk_2z(-j\,\mathrm{sh}\theta_t'')}$$
$$=e^{jk_2x\,\mathrm{ch}\theta_t''-k_2z\,\mathrm{sh}\theta_t''}$$

θ_t''为实值且为正，故$\mathrm{sh}\theta_t''$取正值，在介质 2 中，波是向下行进的，z应以负值代入。结果，上式指数幂的第二项随z而增大，这不符合场的边界条件。正确的情况应随 z 增大而减小，直至无穷远处为零。这样，应改 $-j\mathrm{sh}\theta_t''$为$+j\mathrm{sh}\theta_t''$，亦即$\theta_t=\frac{\pi}{2}-j\theta_t''$。可看出，$\theta_i>\sin^{-1}n$时，界面上的波仍沿$x$向，但尚有向下的场存在，且是一种随$z$增大而衰减的场。

（4）$\theta_i=90°$。此时$V=1$。由此得$E_t=0$，$H_t=0$，可见此时造成界面上入射波与反射波抵消而无下行波。

综上所述，可得出V随θ_i的一般变化图形如图4-9。

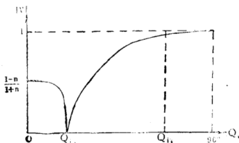


图 4-9

对于非纯电介质($\sigma\neq0$)，ϵ_1、ϵ_2均为复数，n因而也是复数，反射系数随θ_i变化的规律如下

（1）$\theta_i=0$及$90°$，反射系数分别为$\frac{1-n}{1+n}$和$+1$。前一种，V为复数；后一种，V与纯电介质相同。

（2）入射角为任意角。此时n是复数，故θ_t也是复数。在介质 2 中

$$e^{jk\cdot r}=e^{jk_2(x\sin\theta_t-z\cos\theta_t)}$$

而

$$k_2\sin\theta_t=k_1\sin\theta_i=(\alpha_1+j\beta_1)\sin\theta_i$$
$$k_2\cos\theta_t=\sqrt{k_2^2-k_2^2\sin^2\theta_t}=\sqrt{k_2^2-k_1^2\sin^2\theta_i}=q+jp$$

式中

$$q^2=\frac{\omega^2}{2}\left[\left(\mu_2\varepsilon_2-\mu_1\varepsilon_1\sin^2\theta_i\right)+\sqrt{(\mu_2\varepsilon_2-\mu_1\varepsilon_1\sin^2\theta_i)^2+\frac{1}{\omega^2}(\mu_2\sigma_2-\mu_1\sigma_1\sin^2\theta_i)^2}\right]$$

$$p^2=\frac{\omega^2}{2}\left[\left(\mu_1\varepsilon_1\sin^2\theta_i-\varepsilon_2\mu_2\right)+\sqrt{(\mu_2\varepsilon_2-\mu_1\varepsilon_1\sin^2\theta_i)^2+\frac{1}{\omega^2}(\mu_2\sigma_2-\mu_1\sigma_1\sin^2\theta_i)^2}\right]$$

因而

$$e^{jk_2(\sin\theta_i\cdot x-\cos\theta_i\cdot z)}=e^{j(\alpha_1+j\beta_1)\sin\theta_i x-j(q+jp)z}$$
$$=e^{-\beta_1\sin\theta_i\cdot x+pz}\cdot e^{j(\alpha_1\sin\theta_i\cdot x-qz)}$$

由此可知，等相位面是$\alpha_1\sin\theta_i\cdot x-qz=$常数；等振幅面是$-\beta_1\sin\theta_i\cdot x+pz=$常数，这两种等值面的法线与$Z$轴的交角分别为

$$\sin\psi=\frac{\alpha_1\sin\theta_i}{\sqrt{q^2+d_1^2\sin^2\theta_i}}$$

$$\sin\psi' = \frac{-\beta\sin\theta i}{\sqrt{p^2+\beta_1{}^2\sin^2\theta i}}$$

波沿ψ角方向行进，而沿ψ'角方向衰减。当$\sigma_1=\sigma_2=0$时，不存在吸收，此时，$q^2=\alpha_2{}^2-\alpha_1{}^2\sin^2\theta i$，于是

$$\sin\psi = \frac{\alpha_1\sin\theta i}{\sqrt{\alpha_2{}^2-\alpha_1{}^2\sin^2\theta i+\alpha_1{}^2\sin\theta i}} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}\sin\theta i = \frac{1}{n}\sin\theta i$$

这是折射定律，故ψ就是折射角。

（3）"无反射角"（$\theta_{i_0}=\tan^{-1}n$）。θ_{i_0}是复角，因为不会完全无反射，在$\theta_i{}'_0$（θ_{i_0}的实部）处，存在一反射系数最小值。

（4）"临界角"（$\theta_{i_1}=\sin^{-1}n$）。θ_{i_1}是复角，不易表示在实空间中，需求出入射波的等相面，由其法线的方向看出传播方向。在介质1中

$$e^{jk_1(x\sin\theta_{i_1}-Z\cos\theta_{i_1})}$$

而

$$k_1\sin\theta_{i_1}=k_1n=k_2=\alpha_2+j\beta_2$$

$$k_1\cos\theta_{i_1}=k_1\sqrt{1-n^2}=\sqrt{k_1{}^2-k_2{}^2}=Q+jP$$

式中

$$Q^2=\frac{\omega^2}{2}\left[\left(\mu_1\varepsilon_1-\mu_2\varepsilon_2\right)+\sqrt{(\mu_1\varepsilon_1+\mu_2\varepsilon_2)^2+\frac{1}{\omega^2}(\mu_1\sigma_1-\mu_2\sigma_2)^2}\right]$$

$$P^2=\frac{\omega^2}{2}\left[\left(\mu_2\varepsilon_2-\mu_1\varepsilon_1\right)+\sqrt{(\mu_1\varepsilon_1-\mu_2\varepsilon_2)^2+\frac{1}{\omega^2}(\mu_1\sigma_1-\mu_2\sigma_2)^2}\right]$$

因而

$$e^{jk_1(x\sin\theta_{i_1}-z\cos\theta_{i_1})}=e^{j(\alpha_2x-Qz)}\cdot e^{-(\beta_2x-Pz)}$$

等相面是$\alpha_2x-Qz=$常数，由此可求得其法线与Z轴的交角θi为

$$\theta i=\sin^{-1}\frac{\alpha_2}{\sqrt{\alpha_2{}^2+\theta_2}}$$

由此，可确定入射波的传播方向，θi即是表示在空间坐标中的实值。

图4-10和图4-11为$\sigma\neq0$情形下的反射系数模值与θi的关系。图4-10是空气-浮土分界面，波由浮土入射的情况，图4-11则是高导岩性-低导岩性分界面，波由下介质入射的情况。

2.电偶极子入射波的反射

实际中，波源不是平面波，而是很接近于偶极子发射的球面波。球面波在平面界面上的反射和透射问题相当复杂。但是，由于球面波在远区局部范围内可看成平面波，故仍然有可能利用平面波来讨论。从数学角度来讲，球面波可以利用富里哀分析，分解为无限多个不同频率的平面波，平面界面的边界条件仍可顺利处理。现简要地以物理概念来讨论这一问题。

由（4.3）式波区场的简化式可知，球面波的基本波函数具有e^{jkr}/r形式。利用富里哀公式展开

$$\frac{e^{jkr}}{r}=\int_{-\infty}^{\infty}\int C(k_x,k_y)e^{j(k_x\cdot x+k_yy+k_z\cdot z)}dk_x\cdot dk_y$$

这个式子的物理意义即是任一球面波可看成是许多平面波的叠加。这些平面波具有不同方

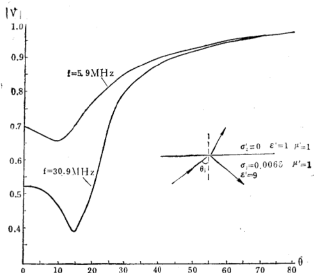


图 4-10

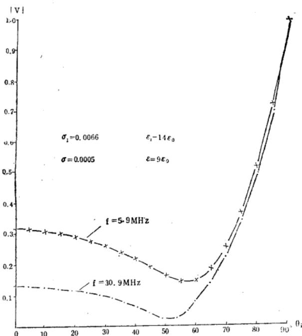


图 4-11

向上的传播常数。k_x、k_y为传播常数在x、y方向上的分量，它们可由$-\infty$变到$+\infty$，z向分量k_z则由关系式$k^2=k_x^2+k_y^2+k_z^2$决定，显然，$k_x=k\sin\theta\cos\phi$、$k_y=k\sin\theta\sin\varphi$、$k_z=k\cos\theta$。上式可变换成角度变量形式，变换后的式子为

$$\frac{e^{jkr}}{r}=\frac{j}{2\pi}\int_{0}^{\frac{\pi}{2}-j\infty}\int_{0}^{2\pi}e^{j(k_x\cdot x+k_y\cdot y\pm k_z\cdot z)}\sin\theta d\theta d\varphi \tag{4.12}$$

由于θ角必须为复角，这一积分的积分路径在θ复平面上（图4-12）。可见，球面波包含了所有可能入射角的平面波。

这样，对于一个平面界面，需要同时考虑所有可能的入射角。

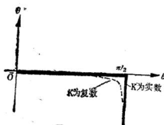
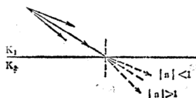


图 4-12



（两图中K应为k）

图 4-13

根据前面的讨论，在界面上，小于临界角θ_{i1}的入射波，将发生一般的反射；大于临界角的入射波，发生全反射，对于折射波，要考虑n值，若介质为纯介质，则$n<1$时折射波偏离界面法线方向，$n>1$时则折向法线如图4-13。在$\theta_i=\theta_{i1}$的特殊情形下，需根据n值加以讨论。

$|n|<1$（$v_1<v_2$或$|k_1|>|k_2|$）。此时之折射线偏离法线，且$\theta_i=90°$，折射波沿界面"滑行"，无向上传播的波如图4-14，波前垂直于界面（图中虚线）。但这个波的波前不可能在下介质中仍然保持垂直于界面，这是因为界面两边的波速不同。现有$v_1<v_2$，故图中原B、C处的波前，在下介质中变为$A'B$、$C'C$。这样，在界面以下，传播着一种波前与$A'B$、$C'C$平行的波，它显然是由于界面上滑行波所造成的。可以证明，下介质中新形成的波的射线与界面法线成θ_{i1}角，该波并出现在A点以右与界面成$90°-\theta_{i1}$角度的整个

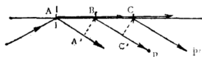


图 4-14

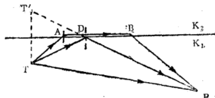


图 4-15

界面以下区域中。由图可知其在整个空间的行程为$AB+BP$或$AC+CP'$，其中波沿BP或CP'是以下介质中的速度v_1传播的，而波沿AB或AC段则以上介质中的速度v_2传播。这个以路径ABP或ACP'行进的波，称为侧面波。

总上所述，在$|n|<1$球面波入射条件下，与波源处于界面同一侧的观测点P处，有三种波到达：一为直达波，路径是TP见图4-15，它只与介质性质k_1有关；一为反射波，图中只画了路径TDP，这是虚源T'的波射线，叫做反射波的几何光学近似，是无数入射角平面波中的主要部分。实际上，球面波入射尚需有一个修正。修正项的大小与源所在介质的传播常数、折射率以及虚源至观测点的距离等有关。一般地说，$k_1R_{T'P}$（图中条件下）乘积增大，修正项的贡献减小；n增大时，修正值减小，$n\to\infty$时，相当于在完全导体

界面上的反射，反射波与光学中反射情况相当，此时，在界面上入射波与反射波抵消，修正项变为“表面波”，它在上介质中沿界面传播，是唯一在界面上造成场的原因。由于表面波是在上介质中传播，故当上介质吸收大、距离较远时，此波可以忽略。第三种到达观测点的波是侧面波，它的行径是$TABP$。其中，TA及BP两段是以下介质的传播常数k_1传播，AB段则以上介质传播常数K_2传播。根据计算可知，其基本波函数呈$e^{jk_1 \cdot R_1}/r^m$形式。R_1、r见图4-16，分别为虚源至观测点距离和观测点的径向坐标，m值一般为1/2。把指数函数部分改写为

$$
\begin{aligned}
e^{jk_1 \cdot R_1} &= e^{jk_1 R_1 \cos[(180^\circ - \theta_{i1}) - \theta_{i0}]} \\
&= e^{-jk_1 R_1 \cos\theta_{i1} \cdot \cos\theta_{i0} + jk_1 R_1 \sin\theta_{i1} \cdot \sin\theta_{i0}} \\
&= e^{-jk_1 R_1 \sqrt{1-n^2} \cos\theta_{i0} + jk_1 R_1 n \sin\theta_{i0}} \\
&= e^{jk_1 \sqrt{1-n^2} [-(z+z_0)] + jk_2 r}
\end{aligned}
$$

式中θ_{i0}为几何光学入射角，θ_{i1}为临界角。可见，以临界角入射所造成的反射波，可理解为两个波，一个为z向波（现在是垂直界面沿负z方向），行程为$z+z_0$。它以$k_1\sqrt{1-n^2}$为传播常数；另一个为r向波，行径为r，以上介质（非源所在介质）的k_2传播。上式表达了侧面波的另一种波行径，这一行径同样提供了一种物理概念，在有的场合，它是相当有用的。可以证明，前一种行径也可由上述基本波函数导出。

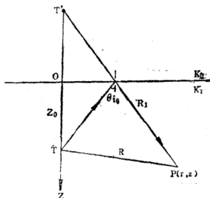


图 4-16

$|n|>1$（$v_1>v_2$ 或 $|k_1|<|k_2|$），这是源和观测点处在吸收较小的介质中的情形。按折射定律，当$\theta_i=\theta_{i1}$时，$\theta_i=90^\circ$。但$|n|>1$说明$\sin\theta_{i1}$必须大于1，故θ_{i1}必须是复角。复角不易从实坐标中表示。现写出其基本波函数的指数函数部分（图4-16）

$$
\begin{aligned}
e^{jk_1 \cdot R_1} &= e^{j[k_1 z (z+z_0) + k_1 x \cdot r]} \\
&= e^{jk_1 \cos\theta_{i1} \cdot (z+z_0) + jk_1 \sin\theta_{i1} \cdot r} \\
&= e^{jk_1 \sqrt{1-n^2} (z+z_0) + jk_1 n r} \\
&= e^{-jk_1 \sqrt{n^2-1} (z+z_0) + jk_2 r}
\end{aligned}
$$

可见与前面的情况相似，侧面波仍然由二个行径组成。所不同的是z向行波以$k_1\sqrt{n^2-1}$为传播常数。另外，由于入射角是复角，侧面波无法以前面（$|n|<1$）所述的第一种行径来表示。

偶极子入射条件下，平面界面反射问题的计算，类似（4.12）的积分式的计算。一般采用最速下降法，由于被积函数中包含反射系数，在积分路径的改变过程中，可能遇到奇点，因此出现上述的表面波修正项。又由于被积函数中多值函数的存在，还需考虑支点及割线所造成的影响，此即侧面波。现在已有这方面的数值计算结果。

图4-17为一个平面界面垂直电偶极子的反射波计算结果。这是一种相当于空气-基岩界面的情形。工作频率为5.9MHz，介质条件示于图中，采用水平同步观测方式。图中画出了三条曲线，从左至右分别为直达波和侧面波叠加的模值（$|E_z^0+E_z^B|$），直达波和反

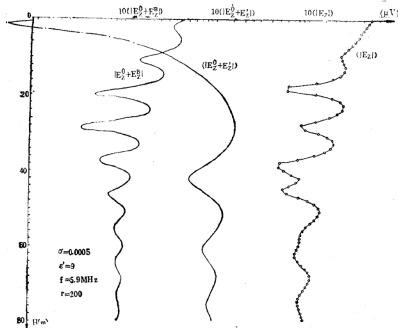


图 4-17

射波叠加的模值（$|E_z^0+E_z^l|$）和总场$|E_z|$（三种波叠加）随深度变化的曲线。从图中可以看出，浅部的总场曲线主要地反映直达波和侧面波的叠加；下部曲线则主要是直达波和反射波的叠加。在30～60m段上，三种波均较明显，曲线形态变得很复杂，这种特征，在解释工作中必须重视，以上只是一个导电性差的基岩的例子，当下介质物性不同时，上述特征会有所不同。实际工作中，应该根据工作地区具体条件进行计算，以便对实测曲线做出正确的解释。

图4-18a为一个砂岩（上部）和页岩(下部)的接触界面的计算结果，岩性的电磁参数为$\varepsilon'_1=14\varepsilon_0$、$\sigma_1=0.002$、$\varepsilon'_2=16\varepsilon_0$、$\sigma_2=0.01$。工作频率用0.9MHz，钻孔间距离为50m，采用水平同步观测方式。图中左边为水平界面，右边为倾斜界面（由左斜向右，与水平面交角为$\tan^{-1}\frac{2}{5}$）。由于两边岩性吸收均较大，界面（在40m处）两边总场（模值）很快趋于各自的直达波幅值，看不出其他波的叠加。右边曲线在20～40m段，为发射和接收分别处于界面两侧的情形，这一段的场量中无反射波，是由透过波公式算得的。

图4-18b为倾斜界面（由右斜向左，与水平面交角为$\tan^{-1}\frac{1}{2}$）的三种斜同步曲线，自左至右为发射点低于接收点50m、40m、20m。最右边的一条曲线为水平界面采用水平同步观测方式所得。电性参数为$\varepsilon'_1=12\varepsilon_0, \sigma_1=0.001$，$\varepsilon'_2=9\varepsilon_0, \sigma_2=0.0002, \mu_1=\mu_2=\mu_0$。工作频率为10.9MHz，孔距为100m，可以看出，由于倾斜角较小，曲线与水平界面情况基本相近，特别是与倾斜界面相平行的斜同步情况。

图4-19是两个分界面时，界面之间的垂直电偶极子场量计算值，它可以看做一个岩性

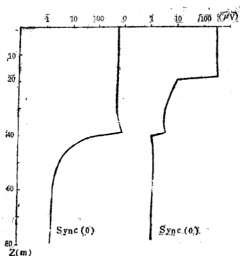


图 4-18a

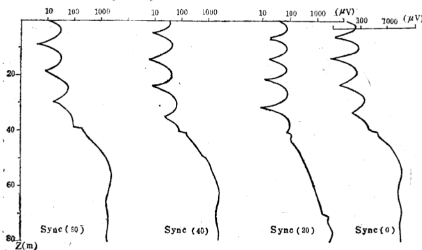


图 4-18b

层的问题（本例（2）为高阻层（$\varepsilon'_1=9\varepsilon_0\rho_1=1000\Omega\cdot m, h=10m$），上下围岩（1）为低阻层（$\varepsilon'_2=25\varepsilon_0\rho_2=50\Omega\cdot m\ r=50m$）。图4-20为不同厚度（$h$）高阻岩性层的中心点上，总场强随$r$（钻孔间距离或发射点和接收点之间的距离）的变化。从此均匀无限介质中的计算值可看出，高阻层中波的衰减比均匀无限同一高阻介质中（虚线Ⅰ）的衰减大，但比均匀无限同一围岩电性条件的衰减（虚线Ⅱ）要小。这一特性为在高吸收围岩剖面中探测低导目的层提供了理论根据，高阻层的这

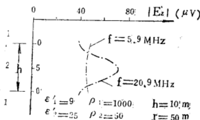


图 4-19

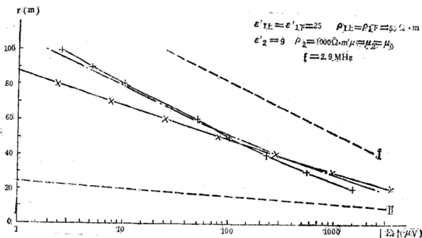


图 4-20

种导波作用，在地层和围岩导电率相差大时更为显著。

3.有限几何体的场

一般，不均匀介质呈三度体。例如矿体、溶洞、构造带等等。在这些目的体附近，波射线非直线，在障碍体后方，常可观察到场量。此即为“绕射”现象。实际上，它们是由目的体在波场中所形成的次源造成的。次源与人射场、目的体物性及形状尺寸等因素有关。因此，绕射场的计算是很复杂的。在大气空间通讯领域中，常采用种种近似计算方法。在有耗岩石介质中，现在还缺乏较好的近似计算方法。模型实验方法常常是了解此类问题异常场的重要方法。下面主要结合物理光学概念，叙述近似计算的一般原理和模型实验结果。

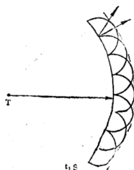


图 4-21

（1）惠更斯费涅尔原理　波动光学中的一个重要的原理是惠更斯原理。它描述了波场可以由任一波前上的“次源”引起。次源分布在整个波前上，每一个次源相当于一个单独波源，正是这些次源发射波的叠加，形成了空间的场。图4-21表示一个点源T，在某时刻t'所形成的波前s'。它是由前一时刻t的波前s面上每一个次源，作球面幅射的包络面而成。由这个原理，可以了解，为什么通过物体边缘的射线会偏离原来的方向。此外，这个原理指出了，可以用某波前上所有次源的合成场，来求解绕射场。

实际上，次源并不仅仅存在于波前上。任何物性界面，在人射波投射下，都可有次源形成，正是它们构成了绕射场。介质界面上次源的形成，是与界面的边界条件有关的。例如，一完全导体表面上，人射场应有一固定值，但在导体内部包括紧靠表面的外面的场却为零。为维持表面上场的切向分量连续这一边界条件，在导体表面上，必然要形成一反对场以抵消人射场，使表面上的场量为零。同时，为满足另一边界条件，电位移矢量的垂直分量为等值的面电荷所抵消。对于磁场，亦将为一表面电流所抵消。所有上述切向电、磁场和面电荷、面电流，即为构

成次源的因素。因此，从波动光学观点来看界面反射，实质即为次源的再辐射问题。克希霍夫公式描述了上述问题

$$U_P = -\frac{1}{4\pi}\int_S \left[U\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{jkr}}{r}\right) - \frac{e^{jkr}}{r}\frac{\partial u}{\partial n}\right] dS$$

U_P是任意封闭面S内任一点的场（线极化时即E和H）；n为S面的外法向；$\frac{\partial}{\partial n}$表示$S$上每一点沿向外法线的偏导数；$k$为传播常数；$r$为$P$点到$S$面上某一点的距离。这是标量函数的绕射公式，是克希霍夫对惠更斯费涅尔原理的数学描述。它建立了封闭面所包围的体积中任一点的函数U与此函数在封闭面上之值及其对表面法向的导数之间的关系。如果封闭面S上的U及$\frac{\partial U}{\partial n}$已知，则封闭面所包的体积内任一点的U值即可求出。亦即，任一点的场可用包围该点的任意封闭面上波动的过程来表示。

这个公式虽是对封闭面说的，但对更常见的有限面也适用。只需把封闭面分为两部分：一为所要考虑的有限面；一为其余部分。按克希霍夫的假设，此时必须满足如下两个边界条件：一是在有限面上（或称封闭面的孔口，此孔口为外场照射），U及$\frac{\partial U}{\partial n}$与封闭面（包括孔口所占有的面）不存在时完全相同，即有限面及其边缘不干扰有限面上U、$\frac{\partial U}{\partial n}$值；二是在外源照射不到的有限面以外部分的几何阴影区内，U及$\frac{\partial U}{\partial n}$恒为零。这两个条件虽与实际情况不甚符合，但可加以改进，以获得更好结果。

较为简单的近似计算方法，是直接对目的体表面上次源进行计算。把S面分成许多小面积元dS，dS对P点的场量dE应正比于dS上照射场即

$$\mathrm{d}E = A\frac{dS}{r}\mathrm{e}^{-j(\omega t - kr)}f(\theta)$$

$f(\theta)$为dS对于P点的方向因子；A为与次源有关的常数。于是P点总场为

$$E = \int_S \frac{Af(\theta)\mathrm{e}^{-j(\omega t - kr)}}{r}dS$$

由于不同介质界面上的场或界面两边的场量差，可以通过边界条件求得其与面流密度（电的和磁的）的关系，故可用面流密度来代替界面上的场。例如，界面上磁场与面电流的关系为

$$\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} \tag{4.13}$$

$\boldsymbol{H}$为包括入射场的总场；$\boldsymbol{J}$为界面上的电流（单位宽度表面上的电流）；$\boldsymbol{n}$为界面的法向单位矢量。界面上电场与面磁流的关系则为

$$\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{n} = \boldsymbol{M} \tag{4.13'}$$

$\boldsymbol{E}$为界面上的总场；$\boldsymbol{M}$为界面上的面磁流。这样，P点场量的计算中，面元上场量值可以用相应的面流密度来表示。

对于实际问题，上述近似计算法是很有用的。例如，双孔透视中，目的体遮挡了部分波前，屏蔽体后面观测点的场，是屏蔽面所在处的波前上未被遮挡部分的次源产生的场的总和，被遮挡部分，不形成次源，因而对测点无影响。

（2）费涅尔带关于次源影响的计算，可利用物理光学中费涅尔带方法予以简化。设点源T和观测点P之间的某一波前S是用以计算次源的分布面如图4-22，在此面上，各次源对于T的相位都相同，但对于P点，它们的相位则因距离r_2的不同而不同。显然，S面上r_1+r_2值相同之处，对于P点的相位是相同的。为便于计算，以TP连线与S面的交点为中心，把波前划分为许多同相线。若按r_1+r_2之差为半个波长的间隔划分，则相邻两同心圆

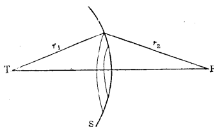


图 4-22

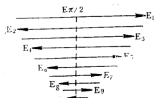


图 4-23

上的，次源对P的相位相差180°。两同心圆之间的区域为费涅尔带。如果带的面积相同，则相邻两带的影响应互相抵消，只是由于靠外的一个带至P的距离要稍大，两者未能全部抵消。按此考虑，由中心向外，各费涅尔带的影响，可画成图4-23的图形。可以看出，叠加结果，近似地等于第一带影响之半$E_1/2$。在均匀无限介质中，这就是正常场。光学中，这个结果相当精确，由此，导致一种近似估算场量的方法一费涅尔带法，它只利用中心数个带的次源。推广之，如果在波阵面上放置一平面屏蔽板，则可仅计算靠板的未被遮挡的面上前数个带（甚至一至三个）的次源，就可估算出这块屏蔽板在空间产生的异常场。这就可以大大简化计算。当然，只有在观测范围不大或屏蔽板较小或离源较远时，才可近似地认为板面与波前一致。

上述环状费涅尔带是划在球面上的。当r_1很大时，也可看作费涅尔带分布在平面上，此时，费涅尔带的半径可按下式计算

$$R_n\frac{1}{\overline{TP}}\sqrt{r_{1n}^2\ r_{2n}^2-\frac{1}{4}\ (\overline{TP}^2-r_{1n}^2-r_{2n}^2)^2} \tag{4.14}$$

式中

$$\overline{TP}=\sqrt{r_{1n}^2-R_n^2}+\sqrt{r_{2n}^2-R_n^2}=r_{1n}+r_{2n}-n\frac{\lambda}{2}$$

n为第n个费涅尔带，λ为波长。当r_{1n}、r_{2n}、$\overline{TP}\gg\lambda$时，

$$R_n\approx\sqrt{\frac{n\lambda r_{1n}r_{2n}}{\overline{TP}}} \tag{4.14'}$$

当$n=1$时，得第一费涅尔带半径

$$R_1\approx\sqrt{\frac{\lambda r_{11}r_{21}}{\overline{TP}}-\frac{\lambda^2}{4}} \tag{4.15}$$

由此，可了解波前上次源主要影响的面积大小范围。这个范围，对于定性分析异常大小是很有用的。介质吸收大时，λ减少，范围也缩小。

下面，结合模型实验结果来讨论异常场的基本规律。

模型实验的条件如下：围岩为含盐水（盐浓度为0.75g/l）；目的体用5～40cm×100cm

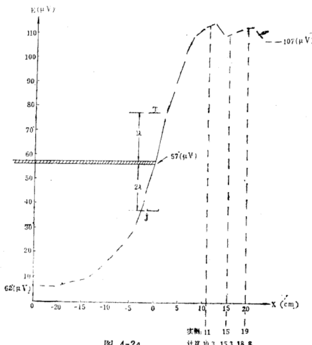


图 4-24

的薄金属铝板（厚3mm）、铜球（半径6cm）、铜椭球（长轴23cm，旋转短轴12cm）等金属几何体模拟；工作频率为333MHz，盐水中波长为10cm，吸收系数为0.039Np/cm。这些条件与$\lambda\beta=0.39$的实际条件（例如，相当于$\lambda=20$m，$\beta=0.02$Np/m或$\lambda=5$m，$\beta=0.08$Np/m等）和截面线度为0.5λ～4λ的目的体相当。这是一种低吸收均匀围岩和高吸收的目的体。

图4-24为半无限平面板，采用水平同步测量的结果，横坐标相当于孔深，板端位于0号测点。0号点以左，受板屏蔽，场强降至6.2μV；0号点以右，场强升高起伏变化，最后趋于107μV；0号点上，场强为57μV约为场强振幅之半。半无限板的理论计算，早已有结果，实验测定是与

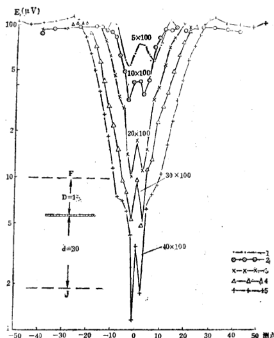


图 4-25

1—板面积$A=0.5\lambda\times10\lambda$；2—$A=1\lambda\times10\lambda$；3—$A=2\lambda\times10\lambda$；4—$A=3\lambda\times10\lambda$；5—$A=4\lambda\times10\lambda$

理论计算一致的。

图4-25、4-26为不同宽度的铝板，水平同步测量曲线。两钻孔相距为$D+d$，D、d分别为板面到发射孔和接收孔的垂距，板中心位于两钻孔所组成的平面上，板的长边与钻孔垂直。曲线特征是：对着目的体，场强降低，形成一相对于正常场的对称负异常；异常中心出现小高峰，板宽大者，异常界线位于约半异常幅值处，板宽小者，界线的位置移向低峰中心方向异常两侧有轻微的起伏现象，其程度随板面与钻孔轴的交角φ的增大而加剧，$\varphi=90°$时，起伏最甚见图4-26，异常的相对幅值随板宽加大而明显增大，且分别随D、ϕ、d的增大而减小；斜同步（发射天线和接收天线两者维持一固定深度差）的曲线，除异常位置发生位移外，异常的幅度也随深度差增大而减小。

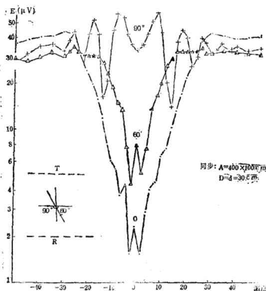


图 4-26

图4-27为对铝板的定点（发射固定，接收移动或反之）测定结果。发射点定在板中心深度处。曲线特征如下：对着目的体，场强相对于正常场降低，形成一对称于中心的负异常，异常中心出现小高峰；板宽大者，对称于中心点，可出现数个高低相间的小峰；板的几何阴影界线位于异常两侧的极大点附近，板宽大者，界面在极大点之外，板宽小者，界面在极大点内侧；异常两侧有轻微起伏、$\phi\neq0°$时，两叶不对称；异常相对幅值随板宽增大而明显增大，且分别随d、φ增大而减小；斜定点（定点位置不在板中心深度）的异常不对称，异常中心移向定点斜移的反方向。

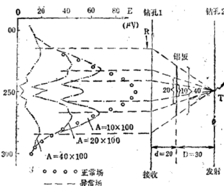


图 4-27

图4-28为金属球和椭球（长轴垂直于孔轴）的测定结果。基本特征与板的特征类似。

图4-29为铝板的单孔方式测量结果。发射天线T和接收天线R之间的距离固定，两者在同一钻孔中移动。记录点定在TR的中点。板面与钻孔平行或倾斜见图4-29c。板中心至钻孔的垂距为d。其特征为对着板面有明显的宽对称形异常图4-29(a)板宽一定时，异常幅度随d呈有规律的周期起伏衰减图4-29(b)因而中心异常有正有负；异常两侧有起伏特征；随板宽加大，异常明显增大；倾斜板的异常呈起伏群峰状，对于板中心，异常不对称，靠

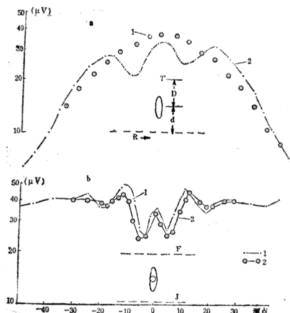
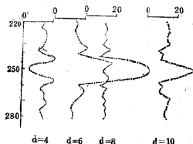
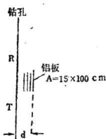


图 4-28

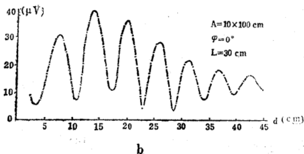
(*a*)定点曲线；$D=d=30\text{cm}$。1—正常场；2—定点曲线

(*b*)同步曲线：$D=d=30\text{cm}$。1—椭球(长轴23cm短轴12cm)；2—球(直径12cm)





a



b

图 4-29

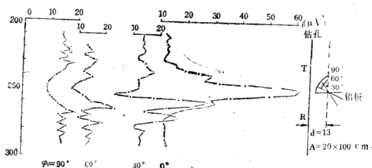


图 4-29

接收天线一方，板端头离钻孔者，出现较大幅度的起伏，发射天线一方，曲线起伏平缓，随φ角（板面等孔轴交角）加大，不对称性减弱，在中心区域，异常降低，$\varphi=90^\circ$时，异常对称于中心，中心附近出现较低的异常带。

图4-30为单孔“穿矿”曲线。钻孔以不同角度穿过板。曲线特征为：矿中心附近为低异常带，两侧呈衰减起伏；钻孔穿过矿中心时，两侧异常对称；随φ角加大，起伏减小。

图4-31为高阻体的双孔野外实测异常。这是吸收较强围岩中的高阻矿体异常特征。在低值背景上，目的体显示出场强增大的异常，这种异常往往出现在高阻目的体延伸方向的端点部位深度上，其场强并不按围岩规律衰减。

以上种种曲线特征，可以用物理概念加以说明，在定性分析解释实测曲线时，这些概念颇为重要。

从几何光学观点来看，屏蔽体后边的场强“阴影”范围可由射线划出，它与屏蔽体截面成简单的几何比例关系，阴影区内，不可能存在任何小起伏（光学中称为明暗条纹）。但实验结果并不如此，原因是波的绕射。下面用物理光学概念来分析上述实验结果按照前述观点，屏蔽面两边波前上的惠更斯源，可造成阴影边界场量缓变，界线模糊；次源在阴影区的叠加，可使阴影区内场强发生变化。现以一中心定点的实验曲线为例说明见图4-32，若由发射点T作一半径为30cm的波前，则可以认为屏蔽面属此波前，它遮挡了波前的中心部分。测线上各点场强，显然是未被遮挡的波前上的次源所造成。在中心测点0处，由于屏蔽面两侧的波前上，对应的次源到0点的距离总是相等的，因此，它们对0的相位是相同的，两边各次源在0点是同相位叠加，故0点场强增大，形成“亮点”。对于图中另一测点“1”，需仔细重划波前上的相带：连接中心线$T1$，交波前于a_1，以a_1为对称中心，划分两侧波前。划分时，使划分点到1的距离，依次恰差半个波长，即$b_11-a_11=c_11-d_11=d_11-c_11=\cdots=b_1'1-a_1'1=c_1'1-b_1'1=d_1'1-c_1'1=\cdots=\lambda/2$。这样，$a_1b_1$与$a_1b_1'$、$b_1c_1$与$b_1'c_1'$、$c_1d_1$与$c_1'd_1'$、…各带的相位相同；$a_1b_1$与$b_1c_1$、$a_1b_1'$与$b_1'c_1'$、$b_1c_1$与$c_1d_1$、$b_1'c_1'$与$c_1'd_1'$…各带的相位相反。屏蔽面挡住了左边$a_1b_1$、$b_1c_1$、$c_1d_1$三个整带；挡住了右边$a_1b_1'$、$b_1'c_1'$两个整带，于是，余下的带，对1点都是反相叠加($d_1e_1$与$c_1'd_1'$反相；$e_1f_1$与$d_1'e_1'$反相…)。因此，测点1处，场强降低，形成“暗点”（图中，此点距中心点0为4.5 cm)。同样，对于“2”点，以a_2为对称中心，重新划分相带，得a_2b_2，b_2c_2，c_2d_2…及

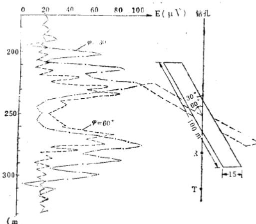


图 4-30

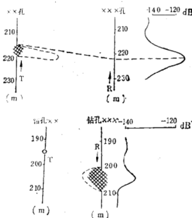
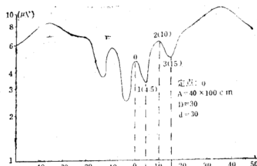


图 4-31

a_2b_2'，$b_2'c_2'$，$c_2'd_2'$…。屏蔽面挡住了左边的三个半相带，挡住了右边的一个半相带，余下的对应相带互相同相，对"2"点的作用是同相叠加，得到亮点（图中，此点离中心点为10cm）。对于"3"点，按同法分析得出暗点，该点距中心15cm。0点以左类同。

至于异常的幅度，与波前的有效作用面积有关。板宽加大时，被遮住的波前面积也增大，使次源减小，场强降低，异常相对幅值增大；板宽减小时，次源增多场强增大，异常相对值减小。距离加大时，板所在处的波前也扩大，相对地，被板挡住的部分变小，场强因之提高，异常幅度变小。ϕ角加大时，板的有效遮挡宽度减小，也使场强增大，幅度减小。斜同步相当于$\phi\neq 0°$，异常幅度也将减小。

同步曲线两侧的起伏，是板端次波与直达波干涉的结果。次波的相位随离



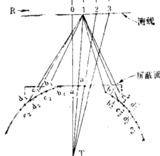


图 4-32

开板端距离的不同而改变，而直达波的相位则不变，但此种干涉现象将会随次源离开板端而很快减弱。定点曲线，也应有类似现象，但由于板边缘的次波与直达波均随测点离中心距离加大而很快衰减，故显示不明显。

单孔测量结果，可解释如下：反射面上构成的次源，向各个方向(反射的反方向除外)发生新波，它们与来自发射天线的直达波在接收点相遇，形成干涉。次源在测点处的相

位，由图4-33所示的r_1+r_2决定，它和直达波在测点R处的相位差，则由r_1+r_2-l决定。显然，板面上各次源对R的相位是互不相同的。若仍按半周期范围划分相带，则由于l不变，相带是以r_1+r_2为常数所划出的轨迹面，这是同焦点T、R的椭球面族。在反射面上，则成椭圆族。今以图4-34曲线为例说明，模型板为$5\times100cm^2$，板面及其短边平行于测线，

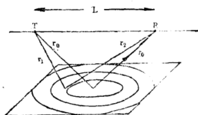


图 4-33

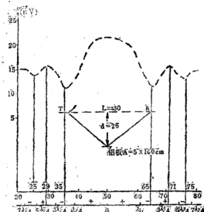


图 4-34

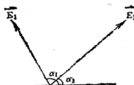


图 4-35

$d=26$cm，$L=30$cm。这是该板不同d值诸曲线中的一条最大正异常曲线，故可知板中心与记录点（$TR/2$处）相重时，板面上的第一相带与直达波同相($2r_0-L$等于波长的整数倍)。据此，可确定各相带的符号：由余弦定理，两矢量E_1、E_2的同符号相角差$\alpha_1-\alpha_2$为$0\sim\pi/2$、$\pi/2\sim3\pi/2$、$3\pi/2\sim5\pi/2\cdots$（图4-35），按此间隔划分相带，则同一带内各处的相位符号相同，而相邻两带，对应地相差180°，符号相反，若以路程差表示，从中心点开始划分板面相带，则上述各带应为

$$r_1+r_2-2r_0=0-\lambda/4、\frac{\lambda}{4}-\frac{3\lambda}{4}、\frac{3\lambda}{4}-\frac{5\lambda}{4}、\cdots$$

r_0为T或R到板中心的距离。由于图4-34这一例是中心点次源相位与直达波相同，故相角差的符号从中心向外，分别依次为+、-、+…。这些相带在测线上的范围如图所示。本例板宽为5cm，小于绝大部分相带的宽度，因此，板面上测线方向上的次源属同一相带。今让板面相对于收发天线沿测线的平行线移动，当板面处于第一带范围内时(测线中心点50号测点两侧)，测值为板面上次源的同相叠加(垂直测线方向上的次源，从中心带向该方向两侧依次双双抵消，对测值无影响，其值高于正常场，并以板中心位于第一带中心（50号点）时为最大。当板面处于第二相带（$\lambda/4\sim3\lambda/4$）时，由于该带相位与直达波反相，测值为板面上次源和直达波的反相叠加，场强低于正常场，并以板面中心位于该带中心时（左为35号点，右为65号点）为最小。此后，板面位于第三带内时，场强又高于正常场(明显程度变弱)，最高点分别在29、71号点等处。

对于宽板占有多个相带的情形，同样可以用上述类似的方法来分析所测的曲线。中心

点异常值随d而变化图(4-29b)的原因，是反射面上次源的相位因d而变化所造成的。它是板面中心处次源与直达波的干涉。例如图4-29(b)的条件，板中心在$d=11$、14、17.5等处，路程差均为$\lambda/2(=5\text{ cm})$，因而恰为场强最小及最大之处。

对于倾斜的板面，异常形态决定于T、R以及板面的倾向对于钻孔的空间关系。在R一侧，板端离开钻孔，曲线起伏大，而靠近钻孔的板端一侧(T一侧)，曲线起伏小。这是由于T、R在反射板的同一侧时，入射波可照射整个反射面，且全部次源又能面对接收天线，因而群峰的幅度较大；但曲线的另一边，却是两天线为板面所分隔的情形，因而群峰的幅度大大降低。板面倾斜角小时，"反射"强，起伏幅度大；倾斜角大时，"反射"弱或板的分隔甚，起伏幅度小。$\varphi=90°$时，分隔最甚，因而出现场强降低带，此时，干涉现象只在TR处于板的同侧时出现，程度较弱，根据互换原理，此时的两侧曲线是对称的。

井穿矿的基本规律与倾斜板相似。当钻孔穿过矿体中心时，曲线是对称的。

以上定性的物理分析和模型实验结果是比较符合的。应该说，对于实际野外观测结果，这种分析方法也是有用的。

第二节　方法技术

一、测量原理

根据电流元偶极子在均匀无限介质中场的公式(4.3)，在远区

$$
\begin{aligned}
E_\theta = E &= \frac{-jIdl\omega\mu}{4\pi r}\,e^{-j(\omega t-kr)}\sin\theta \\
&= \frac{Idl\omega\mu}{4\pi}\cdot\frac{1}{r}\sin\theta\cdot e^{-j(\omega t+\pi/2)}\cdot e^{j(\alpha+j\beta)r} \\
&= E_0\,\frac{e^{-\beta r}}{r}\sin\theta\cdot e^{-j(\omega t+\pi/2-\alpha)} \\
&= |E|\,e^{-j(\omega t+\pi/2-\alpha)}
\end{aligned}
$$

于是

$$
|E| = E_0\,\frac{e^{-\beta\gamma}}{r}\sin\theta \qquad (4.16)
$$

这是电流元偶极子的常用场强公式(单位为V·m)。式中$E_0=\dfrac{Idl\omega\mu}{4\pi}$，单位为V。实际上，电流元偶极子是一种理想化的天线，即它的长度dl很小，所载电流处处为I。事实上，不管dl多么小，其电流分布必定是中心馈电处电流最大，而两端点始终是零。因此，必须以接近实际的天线电流分布，代替偶极子上的电流。一种最简单的分布，电流取天线中点为最大，向天线臂两侧随距离加大而线性减小，直至端点为零。这种天线产生的场，可以看成许多小电流元偶极子产生的场之和，每一小偶极子的场，均以上式描述，只是其电流各不相同。总结果相当于最大电流的偶极子与最小电流的偶极子两者辐射的平均，即，相当于电流为最大幅值之半($I/2$)、长度为实长(l)的偶极天线，或电流为I而实长为$l/2$的偶极子天线所产生的场。这里，$I/2$或$l/2$是所谓天线等效电流或等效长度。以等效电流或等效长度代替后的偶极天线，其结果等效于电流元偶极子。

其实，上面所假定的天线电流分布，只能在l为很小时才可认为近似正确。这是一种

短天线，它可以相当于偶极子天线，只是电流或长度两者之一取上述等效值。实用的天线是半波偶极天线，总长为半波长，电流分布显然就要复杂了。若按一般的假定，电流分布应以正弦分布来描述，则计算结果表明，半波偶极天线的等效长度$l_{等}=2/K$，K为传播常数。场量为

$$|E|=\frac{Il_{等}\omega\mu}{4\pi}\cdot\frac{e^{-\beta r}}{r}\cdot\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta} \tag{4.17}$$

可见，形式仍与偶极子的公式相同，只是方向性函数由$\sin\theta$变为$\frac{\cos(\frac{\pi}{2}\cos\theta)}{\sin\theta}$。图4-2 画了短天线（$l=2dl$）和半波偶极天线（虚线）方向图。等效长度为$l/2$的短天线，其方向图与元电流偶极子的方向图一致，半波偶极天线的方向图与之比较，仅有不大的差别。这是由于$\frac{\cos[(\pi\cos\theta)/2]}{\sin\theta}$与$\sin\theta$差别不大。这样，在实际中，只要用等效长度考虑，半波偶极天线仍可用偶极子公式来计算场量。

在接收点，如果也利用半波偶极天线接收场量，则测值应为

$$V=e=|E|\cdot l_R$$

为接收天线上对该处场强$|E|$感生的电动势，单位为伏。l_R为接收天线的等效长度。如果接收天线所在钻孔与发射天线所在钻孔互相平行，则由图4-36可知

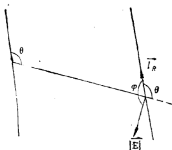


图 4-36

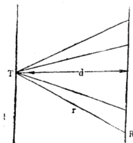


图 4-37

$$\begin{aligned}V&=|E|\,l_R\cos\varphi\\&=|E|\,l_R\cos(270°-\theta)\\&=-\,|E|\,l_R\sin\theta\\&=-\,E_0l_R\frac{e^{-\beta r}}{r}\sin^2\theta\\&=V_0\frac{e^{-\beta r}}{r}\sin^2\theta\end{aligned} \tag{4.18}$$

$V_0=-E_0l_R$，单位为V·m。

根据电磁波在有耗介质中传播的基本规律，钻孔电磁波法可以用两种测量方式来了解所探测的对象：一种主要利用波的衰减规律；一种是研究波的反射规律。前者利用双孔进行工作，后者常在单一钻孔中测量。

对于双孔工作方式，由（4.18）式，

$$V=\frac{e^{-\beta_0 r}}{r}\sin^2\theta=V_0\frac{d^2}{r^3}e^{-\beta_0 r}$$

β_0为均匀介质的吸收系数*，d为钻孔之间距离（图4-37）。当波遇到非均匀介质时

$$V_s=V_0\frac{d^2}{r^3}e^{-\beta_s r}$$

β_s为视吸收系数。取

$$V_s-V=V_0\frac{d^2}{r^3}\left(e^{-\beta_s r}-e^{-\beta_0 r}\right)$$

显然，当$\beta_s=\beta_0$时，$V_s=V$；$\beta_s>\beta_0$时，$V_s<V$。改变r进行多次不同射线方向的测量，就可以把$\beta_s\neq\beta_0$的区域划分出来。这是定点测量方式。不同T（或R）位置的这种定点测量，可以把共同的β_s异常区圈出来；也可以维持d/r不变，同时改变T、R的位置，这即是所谓的同步测量，对于各种不同d/r值的这种同步测量，也可圈出异常区，β_s异常的正确划分，应有理论研究为基础。

对于单孔工作方式，接收的是钻孔以外目的体的反射波。可以有两种测量方式，一种是固定TR距离，直达波的相位固定，测值由反射波振幅及其相位（与目的体性质及其到钻孔的距离有关）决定。因此，其结果与目的体的反射系数，围岩的吸收系数以及目的体位置和形状有关。如接收器件采用线圈，从理论上有可能避开直达波的影响而单独测量反射波。另一种单孔测量方式是改变TR距离保持TR的中点位于某一固定的深度，测量因TR变化而引起的干涉规律，来了解反射体。

二、仪器原理

钻孔电磁波法的现场工作仪器是高频电磁波发射机和接收机（图4-38）。按工作需要仪器必须

（1）具有足够的透射距离；

（2）对所探测的目的体有足够的分辨能力；

（3）有足够宽的测量范围；

（4）轻便和适应所有工作方式。

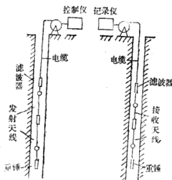


图 4-38

仪器的透距应指一定的剖面物性：为适应尽可能多的不同物性剖面，仪器应对中等吸收剖面有足够的发射功率。提高仪器的透距，可以采用加大发射机输出功率的办法，但这将使发射机设备增大而收效较小。较好的办法是提高接收机灵敏度。这里介绍的仪器，发射机发射功率为10W，接收机采用窄带滤波，以降低仪器的噪声，从而使最小可测讯号降到很小，提高了灵敏度（达0.03μV）。仪器采用了中心频率为100kHz、$\Delta f=23$Hz的石英晶体窄带滤波器。

分辨率的高低与介质的波长有关，它决定着目的体对波的影响程度。波长小，小矿体

---

*β_0的定义按下法确定：设$\theta=90°$方向上有两点，离T的距离为r_1、r_2，则$V_1=V_0\frac{e^{-\beta_0 r_1}}{r_1}$，$V_2=V_0\frac{e^{-\beta_0 r_2}}{r_2}$，于是$\frac{V_1}{V_2}=\frac{r_2}{r_1}\exp\beta_0(r_1-r_2)$即$\ln\frac{V_1}{V_2}+\ln\frac{r_1}{r_2}=\beta_1(r_2-r_1)$。当$r_1$、$r_2=1$，$r_2-r_1\gg1$时，$\beta_0=\ln\frac{V_1}{V_2}$。可见，吸收系数$\beta_0$为单位距离场量测值之比的对数（奈培），其单位为Np/m。

也能较明显的影响场的分布。因此，提高频率，可以增强分辨矿的能力。这样，仪器的工作频率应设计得足够高，这里所介绍的仪器有六个工作频率：0.9、2.9、5.9、10.9、20.9、30.9MHz

为了使仪器既能反映高吸收介质中的场强变化，又能记录距离较近时的直达波或反射波，就必须有较大的线性测量范围。通过线路的自动增益控制，可以使测程扩大，但有效控制范围不大，控制特性也不理想。下述仪器采用对数放大技术，使测量范围从0.03 μV到10^5μV，且输入输出的对数有较好的线性关系。

下面简要地介绍地质部物探所研制的JWT-2A型仪器。

1.发射机　发射机井下部分由图4-39所示各部分组成：

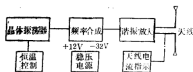


图 4-39

（1）晶体振荡器。主要是高精度石英晶体和其他元件所组成的电容三点式振荡器。经放大后输出0.5V的5MHz振荡讯号。由于窄带滤波的需要，晶体应在恒温状态下工作（温度为42°C），这样才能保证其频率稳定度达10^{-7}以上。

（2）频率合成器。晶体振荡器输出5MHz讯号，但工作频率需要用0.9MHz至30.9MHz等六个频率。仪器采用频率合成的办法，用倍频器对取自5MHz的讯号进行分频倍频，然后利用变频器，使两种频率相加，得到所需之频率，经过提纯，输出正弦讯号。

（3）谐振放大器。由频率合成器输出的讯号，功率仅数毫瓦，因此需加以功率放大。这里采用四级*LC*谐振放大器，末级用功率管3*DA*29（或3*DA*30），输出功率可达10W或更大。

（4）天线电流指示器。用线圈在天线输入端感应出部分高频电压，检波成直流电压送到地面（与天线电流成比例），以监视发射机的工作情况。

仪器的电源是由地面送下的800 Hz 300V的方波整流稳压后取得。+12V部分供晶体振荡器、恒温器、频率合成器；-32V部分供谐振放大器。

发射机的地面控制部分由换流器（将蓄电池12V直流电转换成800Hz300V方波，由电缆送至井下。变换成交流是为了提高供电效率）、电压电流指示表（指示蓄电池电压，下井高压及下井电流）、天线电流指示表等组成。蓄电采用轻便的2XY8锌银蓄电池。发射天线采用半波偶极天线。

2.接收机　接收机的井下部分由图4-40所示各部分组成。

天线接收到的讯号加到高放级输入端　高放后输出的讯号，与来自第一恒温本振振荡器并经过倍频的讯号混频，差出900kHz电压，中放后再与1MHz讯号混频，得到100kHz的电压。中放后，经100kHz晶体滤波器和六级双增益对数放大器放大，最后经检波整流为直流送至地面。

为了提高仪器的灵敏度，除采用窄带滤波器来降低噪声外，对混频器还需采用平衡式二级管混频器，以降低外差振荡器的噪声。在高放级，采用低噪声晶体管（CG35或2G910）以降低高放级噪声。在线路结构方面，采取各级分别屏蔽，电源线单独屏蔽以减小外界干扰及内部反馈引起的自激。

为使频率稳定，对第一本振（5MHz）晶体振荡器，采用恒温控制，对第二本振（1

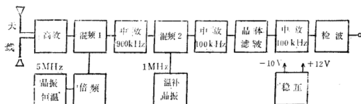


图 4-40

MHz）晶体振荡器，采用温度补偿措施。这样，可使频率稳定度分别达到10^{-7}及5×10^{-6}以上。

为了扩大测程，后面的放大器必须在整个动态范围内输出不饱和。采用双增益对数中频放大器，动态范围做到了120dB，输入输出特性呈较好的对数线性关系。

线路方面，采用以上措施，使仪器总增益达140dB。接收机的天线采用半波偶极天线。

地面部分也用换流器将蓄电12V直流变为800周150V交流送入井下。这一部分也配有直流低压和交流高压指示表。此外，地面的主要部分是高输入阻抗直流电压表及其附属线线，用来测量井下仪器送来的讯号电压，测值由表头直接指示，并经格值校正。

JWT-2A型仪器井下仪外径均为42mm，长1800～2000mm。重各5～6kg。地面控制器各重2kg。

三、工作技术及解释

1.参量的测定

岩石高频物性的两个主要参量ε、σ，可以通过对标本的测定获得。常用的测定方法是Q表法。利用高频Q表，对经过磨片加工的标本，测定其某频率的电容和品质因素，即可求得相对介电常数和标本损耗角正切值。电导率可利用后者计算出来。

利用公式(4·4)，代入参量ε'、σ（μ取μ_0），即可计算特定频率条件下的α、β理论值。岩石介质中波长的理论值，由α求得。

室内标本测定技术要求很多，即便可以进行精确测定，由于标本与井下实际条件有很大差别，常常不敷实用。因此，常常采用现场直接测定β和λ的办法。

为此，需选定工作地区围岩和矿石均匀的地段进行测量，利用公式(4.18)计算β值。为避开公式中未知量V_0，可利用两个距离（r_1、r_2）的测值之比来计算β

$$\beta=\frac{1}{r_2-r_1}\ln\left(\frac{V_1}{V_2}\cdot\frac{r_1}{r_2}\cdot\frac{\sin^2\theta_2}{\sin^2\theta_1}\right) \tag{4.19}$$

角标1、2分别表示距离为r_1和r_2时相应的量。可以利用三个钻孔来做一个方向上的上述测定，也可利用两个钻孔中的定点测量结果。

如果手头有工作地区岩石的视电阻率测井资料，则可根据这种直流条件的真电阻率值和岩石的介电常数估计值，利用(4.4)式估算β值。这种理论估算值常常与现场测量的结果比较符合。例如，一般地说，花岗岩的β值，在$f=8$MHz时，为0.03～0.07Np/m，大理岩为0.02～0.06Np/m，电子导电金属矿石则常有0.1～0.2Np/m。这些数据，对于花岗岩，相当于$\rho=3000$～1000Ωm、$\varepsilon'=4$的条件；对于大理岩，相当于$\rho=3000$～1000

$\Omega\cdot m$、$\varepsilon'=9$ 的条件；对于矿石，则相当于$\rho=300\Omega\cdot m$的条件。而这些电阻率值的范围与由视电阻率测井曲线求得的值很相近。

同样地，α值也可用上述方法估算，这样波长即可算得。实际中，条件允许时，可以在均匀地段找出一个反射面，利用直达波和反射波的叠加（当侧面波较小时）或直达波和侧面波的叠加（侧面波较大时）所测得的干涉曲线，由各峰点（或谷点）间的波程差平均值来算出波长。这是一个比较准确的由现场资料求波长的方法。通常，对于常见的围岩岩性（例如一般高阻灰岩），可取空气中波长的1/2～1/5作为实际波长值；对于矿石，实际波长比空气中波长要缩短很多。

V_0值在解释工作中常要用到。在利用其他方法已经求出β值的情况下，可以由公式（4.4）推算出V_0值，V_0的理论值$\left(\frac{Il_{等}l_R\omega\mu}{4\pi}\right)$很难计算，这是因为天线电流及等效天线长度均难以知道，它们都与岩石的性质有关。有时，常按一般围岩介质考虑，把V_0值估计在$10^6\mu V\cdot m$数量级。

2.工作条件的选择

（1）工作频率　根据工作地区的具体条件和使用的仪器，通过试验来选择适当的频率。一般原则如下：从波的穿透能力考虑，井距较小时，使用较高的频率，井距较大时，使用较低的频率；从围岩的吸收性质考虑，岩石导电性好，使用较低的频率，导电性差，用较高频率；从目的体规模（截面尺寸）以及所要求探测对象的详细程度考虑，规模小，使用较高频率，规模大，使用较低频率。在剖面的吸收系数、矿体大小、井距等条件允许下，尽可能选用较高的频率，以提高对目的体的分辨率，但同时需注意勿因选用高频，造成干涉使曲线复杂。在使用低频率时，应注意到低吸收处的测值尽可能不超出仪器测量范围，以提高资料的可利用程度。在实际工作中，需综合考虑上述条件，通过试验选定。为解决所提出的地质问题，有时需要选几种频率。一般，在围岩电阻率不高（例如<1000 $\Omega\cdot m$）、目的体较大（例如厚度大于几十米）、孔距较大（例如100m或更大），可选用3MHz或5MHz以下的频率；岩溶地区选5、10MHz或更大的频率；金属矿区，选5MHz或以下的甚至更低的频率。

（2）测量方式　应该根据剖面的条件来选择测量方式。可以把剖面分为两类，一类是高阻剖面，一类是低阻剖面。对于高阻剖面，一般地说，可既进行双孔测量，也可进行单孔测量。在钻孔条件允许时，两种测量都应该进行，以获得互相补充和互相印证的资料。对于这种剖面，双孔工作常选用同步测量，以便较快的发现异常。然后再在异常中心深度，进行定点测量，以了解异常形态特征。最后，再根据异常特征，在异常段上，增加其他的测量方式，如斜同步。为了了解剖面岩性层理面等原因所引起的各向异性性质，常需进行沿层理面方向和垂直层理面方向的两种高差的斜同步。对于低阻剖面，电磁波吸收较剧，沿高阻目的体延伸方向，衰减则较小，此时水平同步方式不一定能发现异常，常常可在目的体深度部位作定点观测，然后根据最大异常值的方向，再做斜同步测量。在低阻剖面上，定点方式常可较快的提供目的体有关资料，可以较多地采用此方式。以上两类剖面的各种测量方式，均把发射机放在离目的体较远的钻孔中，而把接收机放在靠目的体较近的钻孔中，这样常可获得更明显的显示。

单孔测量，如采用干涉法，应以取得干涉现象为开始，然后在异常段上增减天线距进

行测量，直至获得中心异常呈完整周期变化的资料后，才结束测量。为此目的，单孔测量的点距必须足够小，一般不应大于$\lambda/5$，f较低时,可稍密些,f较高时可稍稀。如有条件，最好在不进行正式测量的空放或空提过程中，进行连续曲线的记录，以了解干涉特征、控制测量的条件。对于低阻剖面，常因吸收大而测不到反射波，这时，对目的体离孔不甚远或围岩吸收不很大时，可以改变天线距，进行试验，有时，由于天线距合适，使反射波和直达波在幅度上差别不悬殊，尽管幅值都很小，却能显示出明显的干涉现象，此情形，应予重视。

（3）天线长度和天线距　天线长度不合适，会影响天线与发射机输出或接收机输入端丧失匹配而降低辐射或接收效率，使测值无法进行对比或用于定量计算。一般，按半波偶极天线要求，天线的每个臂长应为$\lambda/4$，λ为剖面中的波长。要根据选用的频率估算λ。工作地区，岩性变化复杂时，应主要地根据目的体围岩的物性来估算波长，必要时，可分别不同围岩，选用不同长度的天线。最好，为对比目的层中的测值，在目的层段上，天线长度也应有合适的选取值。至少,在一般定性工作中,天线长度不应有半个实际波长的误差，因为全波长天线的方向图要比半波天线窄得多，而1.5λ的天线甚至会出现多瓣特性。用上述原则初步选定的天线长度，应经实测试验，使有较高的效率。单孔测量时，对不同测量目的，应分别选择天线距（TR两者的距离），为了解剖面电性，一般应取小天线距（例如，用较高频率，天线距等于或稍小于一个波长），电波测井时，还应相应地缩短天线长度，以抑制直达波。为进行干涉法测量，用以了解钻孔周围的目的体，就需要选用较大的天线距，这样就能扩大探测范围，同时也应使反射波值不太小而可以和直达波相比拟，以获得较明显的干涉现象。为了取得完整的干涉资料，需要选取数个天线距。最大的天线距应根据所用频率的波的穿透距离、目的体到钻孔的大致距离和剖面的不均匀性程度等因素来考虑。在频率不合适的情形下，应重新选用适当的频率。

3.解释方法

钻孔电磁波法的解释理论,迄今研究得还不够。这里仅介绍一些沿用的方法和一些可行的方案，并且主要是用于双孔资料方面的。

资料解释通常包括异常的划分和异常解释两大步骤。

（1）异常的划分　要从观测曲线上划分出异常，必须首先考虑构成异常的量的标准，即超过正常场的最低限度。随着探测对象地质条件的改变，这个标准有所不同。例如，不同矿种有不同的最低工业品位规定，有意义的侵染铜矿与有价值的侵染铁矿，就有不同的异常幅度要求，此外，矿体大小也影响着这个标准。这是一个与工作经验有密切关系的问题。具体矿区的这种标准，仍需根据实际条件分别考虑。通常，至少应从误差角度来考虑这个问题。观测资料常包含着一定误差，这种误差主要包括仪器本身和观测者人为造成的两部分。如果操作规程规定这种误差总值不能超过10～20%，对于一般有意义的目的体，其异常值至少应超过正常场的20%即，$\left|\frac{V_{异常}-V_{正常}}{V_{正常}}\right|>20\%$。为此，必须首先估算正常场。按这个原则来确定异常，是进行正确解释工作的第一步，它从根本上决定了解释工作的质量。

正常场的估算，对于同步测量方式是比较容易的，常可直接从实测曲线上获得。对于定点测量方式，必须利用均匀无限介质中场量公式（4.18），考虑钻孔倾斜条件影响，根

据已知参数进行计算。此公式是偶极子条件，计算表明，用这个式子算出的正常场，在$r \geqslant \lambda$时，与实验室内所测定的结果吻合得较好。实验资料表明，最小测点距离$r_{min}=\lambda$，$\theta \geqslant 22°$时，计算值和实测值相比，相对误差小于5%。因此，实用中，$r>\lambda$条件，远区场偶极子公式是足够精确的。

正常场计算中，主要是正确获得β值和V_0值的问题。β值应取实测结果，v_0值因天线周围介质变化而改变。可以选择一些岩性相近、有代表意义的均匀地段进行场强测量，代入公式，分别求出v_0值，取其平均。但必须注意，应该根据工作地区岩性变化的程度，分别确定v_0值，围岩和矿石的v_0值应分别确定。

在确定了异常后，进一步工作便是划出异常边界。从形成异常的规律来说，一般应以场强急剧变化处（或拐点）来划分异常界线。模型实验结果表明，水平同步曲线对大截面（数倍于波长的线度）目的体，可以用异常的半幅值点来划界；对小截面（线度可与一个波长相比拟）目的体，分界点移向异常顶峰方向。定点曲线对大目的体，几何阴影区（或亮区）的界线在异常两侧极大点附近；对于小目的体，界线在极大点内侧。根据模型实验曲线，划分异常界线时，应特别注意异常中心的亮点（对于屏蔽体），此亮点的幅度显然不会超过正常场值，并且有时常常很小。但有时，当目的体离接收孔较远时，亮点的幅度相对地较明显，因而容易误划为两个异常。一般，当改变测量方式时，中心亮点的范围此本不变，特别是当屏蔽体较大时，阴影异常区内明暗条纹的位置将随测量方式而变，由基可以大致判定低值异常属一个异常还是数个异常。

（2）异常的解释

A.交会法

这是高阻剖面上常用的一种解释方法。由于低阻吸收体（或岩溶洞穴体）后面会出现场强的低异常区，采用不同的测量方式（各种同步和定点），低异常区在剖面上的空间分布位置（阴影部分）就会变化。显然，共同的低值区，应当是遮挡体所在的部位。这是利用划分共同的低值异常区，来圈定矿体或其他目的体在剖面上的空间位置、目的体大小范围以及大致产状的一种方法。解释时，在经过井斜校正的纵横比例相同的双孔剖面上，由各发射点分别向划出的阴影区界线（在接收孔的一定深度上）引直线，以获得共同的阴影区（图4-41）。显然，这是以波的直线传播为基础的方法，它没有考虑目的体边缘绕射的影响。此法对于确定矿体的中心位置，是很有用处的。

这是分析曲线的异常特征或幅度，进行定性解释，以得出地质结论的一些近似方法。

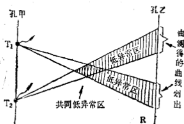


图 4-41

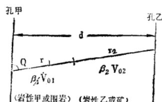


图 4-42

视具体条件，可以从不同角度来分析实测曲线。例如，在围岩和矿体的吸收系数已知的条件下，可以用下式来估算两孔间矿体的连通性：

$$V = V_0 \frac{e^{-\beta r}}{r} \left(\frac{d}{r} \right)^2$$

V_0可利用已知β、r值的测值算出。β为目的体的吸收系数，r为异常最大处的TR距离，d为两钻孔之间的距离。利用上式算得之值与实测值$V_{测}$（最大异常值）相比较，当$V \approx V_{测}$时，说明矿体连通；$|V_{测}| < |V|$者，连通性不好，两者差别越大，不连通的可能性越大。与此相似，对于图4-42条件，可由计算来估算两种物性体（围岩与矿）的延伸范围：

$$V = V_0 \frac{1}{r} \ e^{-\beta_1 r_1 - \beta_2 r_2} \sin^2 \theta$$

$$= V_0 \frac{1}{r} \ e^{-\beta_1 r_1 - \beta_2 r_2} \left(\frac{d}{r} \right)^2$$

式中$r = r_1 + r_2$，d为两孔垂距，于是可写出矿的延伸为

$$r_2 = \frac{1}{\beta_2 - \beta_1} \left[\ln \frac{V_0}{V} + \ln \frac{d^2}{r^8} - \beta_1 r \right] \tag{4.20}$$

式中　　V_0应取两种物性介质中该值的加权平均即

$$V_0 = \frac{V_{01} r_1 + V_{02} r_2}{r_1 + r_2} \tag{4.21}$$

V_{01}、V_{02}分别是由已知β_1、β_2及距离条件下的测值算出，β_1为岩性甲或围岩的吸收系数，β_2为岩性乙或矿的吸收系数。

（4.20）式是把剖面介质看作均匀，波呈球面波（与距离的一次方成反比）。显然，这是一种粗略的估算式。但如果对两种传播介质做一些波型校正，例如，在长天线附近或层状介质内，按距离平方根反比（柱面波）计算，或者在矿体内的传播按平面波考虑，这种估算的近似程度将有所改进，利用（4-20）式的计算方法，已在一些矿区的现场验证得到证实。

另外，还可以用对异常分析的方法，得出有关矿体倾向的结论。例如，一个遮挡体的异常，其幅度与遮挡面积有关，遮挡面积大者，异常的相对幅度大，异常中心处的亮点幅度小。因此在各种同步（TR距离相接近的不同高差的斜同步）测量中，相对异常最小和中心亮度最大者，发射点和接收点联线的垂直方向，应为最小遮挡面的方向，亦即目的体延伸方向的垂直截面的方向。由于TR联线的方向是确定的，因而目的体的倾向也可随之确定，并可由此估计倾斜的程度。

配合已知的地质规律或其他的已知条件（由测井资料或其他井下物探方法得到的），对观测曲线进行分析，常可获得许多有益的资料。

C.屏蔽系数法

这是一种主要用于高吸收矿体的解释方法。对每一条射线（T、R的连线），按下式计算屏蔽系数

$$P = V_{正常} / V_{测值}$$

$V_{正常}$为正常场值（围岩的），$V_{测值}$为实测值。根据矿区条件，规定矿体的P值下限*所有

* А.Д.Петровский认为$P > 150 \sim 200$是有意义的。见"地球物理勘探专辑"第8辑。

大于此值者，均列为有意义之值。计算结果可以用不同形式标于剖面上，以圈出矿带。如果把计算出的P值标在每一条射线上，则可据此划分有意义地段（图4-43）；如果把计算

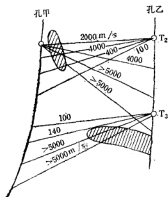


图 4-43

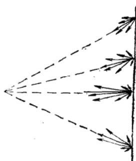


图 4-44

结果直接在射线上刻度出量值并冠以箭头，则可在剖面上指出矿带的空间位置见图4-44。

D.吸收系数剖面法

这是近些年来应用日益广泛的一种方法。最初，这方法采用计算各条射线的视吸收系数，求出剖面上各点所通过的各射线的视吸收系数平均值，据此构画出该剖面的视吸收系数平均值的等值图，用来圈划出不同吸收地带的地质界线或矿体范围。目前，这个方法已发展为利用吸收系数这个参数，应用算法重现技术，对所观测的全部射线，直接由计算机成象，获得两孔之间的地质剖面。在美国，这类方法中比较成功的有三种**，我国也在发展这一解释方法〔15〕。这个方法认为，利用均匀介质中场强公式，算出的TR之间的视吸收系数，应为TR直线段上各不均匀介质吸收系数的平均值，或称$\beta_i R_i$是剖面上射线所经过的各个不均匀部分的线性组合，即每一条射线的测值$\beta_i R_i$可用下式表示

$$\beta_i R_i = \beta_1 r_1 + \beta_2 r_2 + \beta_3 r_3 + \cdots\cdots$$

或

$$\beta_i R_i = \sum_j \beta_j r_{ij}$$

i为第i条射线，j为剖面中吸收系数相同的第j个小区域(图4-45)，R_i为第i条射线的长度，即第i点上发射接收两点之间的距离。式中$\beta_i R_i$为已知值，可由下式根据场强测值算出

$$\beta_i R_i = \ln\left(\frac{V_0}{V_i} \cdot \frac{1}{R_i} \sin^2\theta_i\right)$$

当r_{ij}已知时，上式即为多元一次方程式，未知数是β_j。如果把剖面划分成许多均匀小网格，并认为每一格内的吸收系数是相同的，则在射线数等于网格数时，可以列出与未知数数目相同的方程，由这些方程联立，可解出各网格的β值。把求得的各β值标在剖面上各相应网格的位置上，即可得出β值的分布图象。这一过程由计算机完成。为了获得更好结果，剖面上小网格应划分得越细越好，这是与有限的侧点数有矛盾的，于是，方程组就常

**这三种方法是：代数重现技术ART（*Algebraic reconstruction technique*）；联立迭代重现技术SIRT（*Simultaneous iterative reconstruction technique*）和反向投影技术BPT（*Back projection technique*）见*Radio Sci.Vol.*12 *No.*2 *March-Apri*（1977）。

常是欠定的。当然，可由内插值来增加测值数，或者重新划分网格使数目尽可能少；但前者会大大增加计算量，后者却会降低成象精度。如何合理调正使方程组成为适定的，是计算的一个重要问题。迭代算法是一个方法，它可对欠定、适定或超定的方程组给出解答。

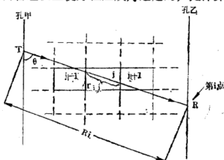


图 4-45

以上讨论是以各个小格与测值之间呈线性组合为前提的，这对于没有反射、折射及绕射现象的情形，或者对于一些低吸收介质是正确的，亦即它符合于波的直线传播条件。但实际上，波的传播是复杂的。看来应首先对实测资料进行适当的预处理。

在解释中，应充分利用所有观测到的所有数据，不只是利用单个异常的最大幅值，以符合数理统计的自然规律。此外，必须按不同剖面类别来考虑解释方法。如前所述的两类剖面，一类是高阻低吸收剖面，这类剖面是指围岩吸收较低而目的体导电较好的地区，这一类剖面上的目的体为电子导电的硫化矿、氧化矿和灰岩地区的溶洞等，它们都显示出低场强异常。电磁波在这一类剖面的传播过程中，会同时存在波的吸收、反射、绕射现象。工程探测中，由于钻孔较浅，这类剖面上还存在空气-大地界面的影响。对于深井岩性界面往往也是干扰异常体探测的一个不可忽视的因素。另一类是高吸收剖面即是围岩吸收强的地区。高阻铬铁矿，石英脉或一些非金属矿区常属这类剖面。这种剖面上，由于存在高阻目的体波才能传播较远，这是此法优于其他井下物探方法的基本原因。

第三节 方 法 应 用

一、钻孔电磁波法在金属矿上的应用

我国在铜、铁（磁铁）、铬、多金属等矿床上应用钻孔电磁波法已有不少成功的例子。主要是用来解决矿体圈定、矿体的孔间连系、产状和了解富集程度以及寻找盲矿体等方面的问题。矿体较小、形态变化较大，钻探难以控制的矿区，电磁波法更有其独特的优点。在矿区勘探工作中使用此方法，不仅可提高勘探精度，而且可以根据探测到的线索，研究钻孔的布置和钻进的程度，指导钻探工作。如果地质、物探、钻探密切配合，就可以减缩钻探进尺，节约资金，提高地质效果。

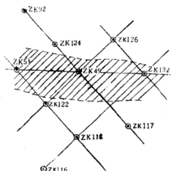


图 4-46

例 1，图4-46为安徽一矿区应用电磁波法发现盲矿、指导钻探的一个实例。矿区地表为大片水田。地面磁测发现一规则异常。但在异常中心布孔$ZK117$未打到矿，却在该孔的西北，由$ZK119$打出了巨厚致密磁铁矿。但$ZK119$周围诸孔($ZK122$、117、124、126）均未打到矿，这样，勘探工作无法提出一个明确的意见。于是进行电磁波透视观测，结果$ZK117-ZK122$，$ZK124—ZK126$两剖面的双孔透视观测均未发现异

常；而$ZK122$—$ZK124$，$ZK117$—$ZK126$两剖面的双孔观测结果，却发现在$ZK122$—$ZK124$间345m以下，$ZK117$—$ZK126$间280m以下均有强烈的屏蔽现象如图4-47，图4-48，场强由几百微伏急剧下降至仪器底数。异常特征与已知矿体的屏蔽现象相似，推断上述两剖面在阴影界面以下有微密盲矿体存在，且矿体呈东西向延伸。根据解释结果布孔（$ZK51$，$ZK132$），两孔均在预定深度见到巨厚矿体，证实了推断结果。

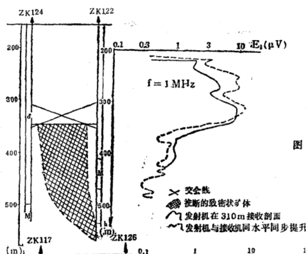


图 4-47

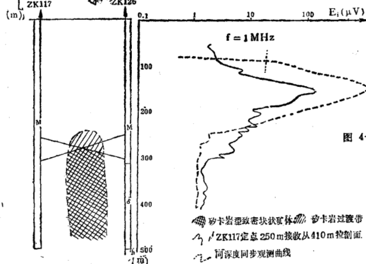


图 4-48

例2，图4-49为一铜矿区，在$ZK17$—$ZK51$双孔透视观测中发现闪长岩中赋存侵染状铜矿的例子。图中所画的两条实测曲线上（水平同步及500m定点发射），有两个场强降低的异常，其中355～410m段的低值异常，场强由几十微伏降至1微伏。配合其他定点观测，用交会法圈得目的体的大致位置如图。根据矿区已知矿体异常的特征以及周围钻孔的同一部位有侵染状矿体存在，可以推断，目的体应为侵染矿体，下部异常系$ZK17$所揭露的铜铁矿体。由观测结果推断（包括定点观测），此矿体沿剖面尚有一定延伸。从两异常幅度

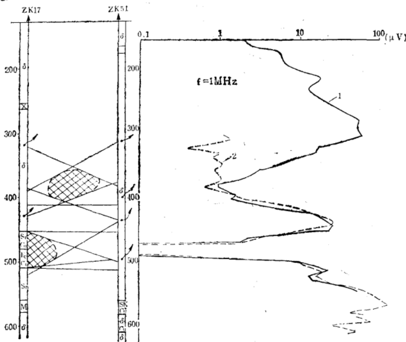


图 4-49

1—ZK51发射ZK17接收同水平同步观测；2—ZK51 500m定点发射ZK17接收剖面观测

来看，显然下部矿的屏蔽作用要比上部矿为强，由此也可说明上部矿体为侵染状矿。

例3，图4-50是新疆某铬铁矿区获得验证的一个盲矿实例。与前例相反，矿区属低阻高吸收剖面。岩性为破碎的超基性斜辉辉橄岩及纯橄岩，其直流电阻率在100Ω·m以下，矿体为高阻低吸收铬铁矿，直流电阻率为数百至数千欧姆米。经测定，矿体异常特征为高场强见图4-50。图4-51所示剖面为一与主矿体走向相垂直的剖面，73孔在主矿体上，69孔离73孔20m。钻探目的是控制主矿体的一翼，了解其侧延范围。钻探结果，在69孔只见到很薄的两个矿层（1m左右）为此，在两孔之间进行了透视。图中画出了用5.9MHz频率在73孔230m定点接收在69孔移动发射的测量曲线。曲线上显示出两个高值异常，上部异常显然是两孔所见的矿体，这一异常的最大值达－82dB与矿区现有连通矿体的异常值（20.9MHz时，是－45～－64dB）相比略小一些，可以估计，两孔所打到的矿体，具有一定的连通性或不完全相连。下部异常显然不是由69孔240m附近所见矿引起，也不属上层矿体（两个异常的中间，场强降至－140dB），这个异常的最大值达－83dB，应为一未延伸至两钻孔的盲矿且不与主矿相连。用射线交会法，得异常的几何范围在剖面中部处，深234.5—244m厚9.5m。经剖面中部布孔（ZK65）验证，打到了两层矿，上部为主矿侧延部分，厚27.62m，下部为所推断的盲矿，厚8.62m，与解释结果厚度仅差0.9m。

例4，图4-52也是上述矿区经过验证的矿体连通探测的实例。73、68两孔均已见矿，由$f=20.9$MHz的同步、212m定点、220m定点三条曲线的异常来看，异常最大值均为－64dB且位置重合，位于212m附近。根据该区矿体吸收系数值估算，两孔所见矿体应连通、根据

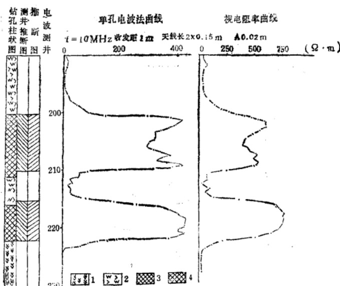


图 4-50

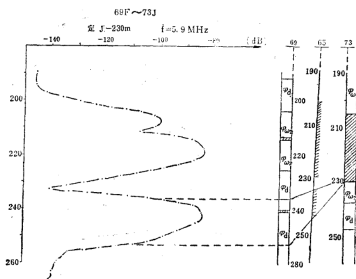


图 4-51

异常上界陡，最大值靠上（212m附近），故可推断矿体上界较简单，界线较分明，连通性较好；异常下界变化缓，说明矿体下界连通性稍差。68孔下层矿显然与73孔不连，因为测值降至－110dB以下。经剖面中部布孔（ZK64）验证，打到了矿体。连通的结论得到证实。

例5，为一单孔干涉法探测实例如图4-53。是山东某铁矿的一个例子。矿为接触交代的矽卡岩型磁铁矿，产在中奥陶系灰岩与闪长岩的交界处，呈不规则的似层状。灰岩的直

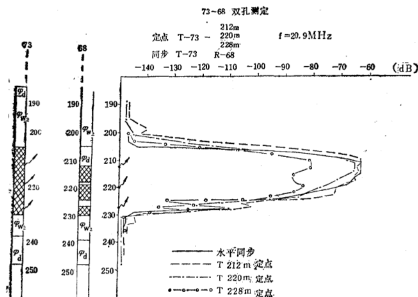


图 4-52

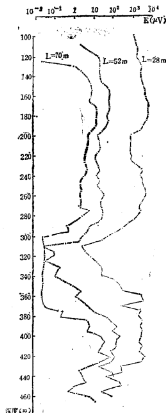


图 4-53

流电阻率为$1.5\times10^4\Omega\cdot m$，但其裂隙充水带则小于$100\Omega\cdot m$，闪长岩一般为$700\sim900\Omega\cdot m$（最大达$6\times10^3$）。图上画了$f=3$MHz，天线距$L=28$、52和70m的三条曲线。由该孔求得的180m深附近的围岩吸收系数为0.07Np/m。图上197～254m及285m以下为两段裂隙带，钻探结果和密度测井资料均证实了这一结果。但360m以下至435m这一段，三种天线距观测的反映是：$L=28$m显示为相对于正常场的负异常；$L=52$、72m的显示均大于正常场。按离钻孔25m处反射面波程差计算，与$L=28$m者相比，均各差半个波长（波长取25m），正符合曲线异常显示特征。磁测井资料表明，钻孔附近有一个60°倾角的磁铁矿层伸至425m以下，离钻孔35m处转为较陡，未能与钻孔相交。可以看出，两种资料所说明的结果是相当接近的。

二、钻孔电磁波法在水文、工程上的应用

这一方法用于水文、工程地质方面，主要是探测岩溶洞穴、裂隙破碎带以及其他有关构造问题。目的是为选择坝线和工程上进行地基探查，防渗处理时提供所需的地质资料。电力、水利部门在坝址的深部岩溶探测中，该方法的地质效果较好且是目前探测深部岩溶的较好的物探方法。岩溶探测一般采用10MHz左右的频率，目的体较小者，频率稍高。现举例如下。

例 1，图4-54为三江口电站双孔透视一个实例。透视区内全为中厚灰岩，岩性均一。图中画了水平同步及接收高10m、发射高10m的斜同步曲线。射线交会结果，圈定了一个中心离21号孔20m、高程15m至22m的溶洞，洞高 7 m。在透视剖面上，距21号孔20m处，布了一个验证孔。钻探结果，在高程16.25至23.18m处见到溶洞。所见溶洞包括溶洞顶底板的网格状溶蚀，溶洞高为7.03m，高程与透视推断结果相差 1 m。

该工程的透视结果表明，30MHz的频率可以分辨洞径为 1 m的溶洞。对于岩溶集中发育、洞径大、全充水或泥者、溶隙溶沟密集带、洞径小但溶蚀成空洞全充水或泥者、小的溶隙集中带，透视法均有不同程度的异常显示。

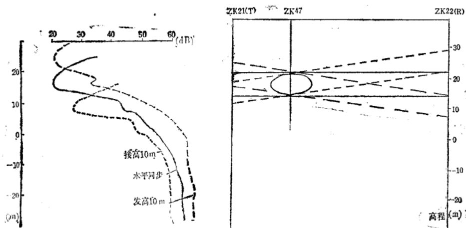


图 4-54

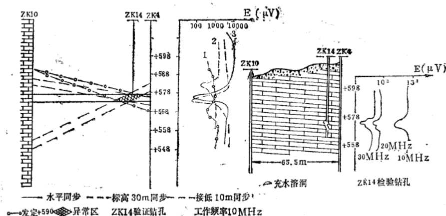


图 4-55

图 4-56

例 2，图4-55为四川某煤矿茅口灰岩中地下暗河探测实例。观测在ZK10(T)和ZK 4 (R) 之间进行。工作频率为10MHz。做了水平同步、发射低30m斜同步、接收低10m斜同步及$ZK10+590$m标高定点四种方式测量。曲线均显示出高吸收异常。这是溶洞的特

征。交会结果，异常中心距ZK 4 为9.2m，标高+577m。在附近的其他剖面上探测，也得到该目的体。经ZK14验证，在+578.35～573.64m段，打到了四层充水溶洞。以后用高频复测如图4-56，也测得多层显示的异常。

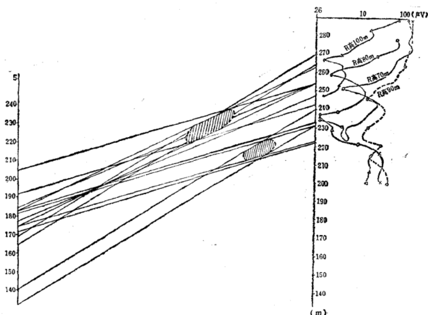


图 4-57

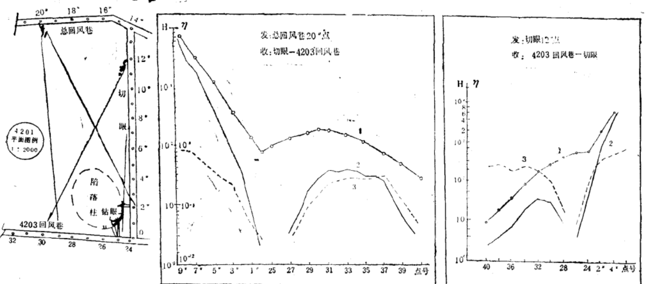
例 3，图4-57是某水电站工程的一个实例。剖面岩性是灰岩。剖面上有一个可以大量的已知溶洞，洞截面约5×10m²。透视结果，找出低异常中心距26孔约60m，标高230m，截面的纵向线度约10m。由曲线得知，下方另有一洞，距26孔稍近，215m标高，纵向线度约5m。

三、电磁波法在煤矿井下的应用

电磁波法在煤田的应用，目前较多还是在坑道中。烟煤田的煤层相对于围岩为高阻吸收较小，利用这一性质，可解决煤层中的陷落柱、小断层、煤层冲刷带（均表现吸收较大）以及其他地质问题如火成岩侵入（火成岩一般吸收更小），老空区、煤风化带（风化煤可充水，吸收变大）、夹石变化带等。这些问题的解决，对指导煤矿采掘有重要意义。坑道透视采用电偶极子型的发射天线，线圈接收（目前测磁场的水平分量）。

例 1，探测陷落柱例。陷落柱是由煤层底部可溶性岩体、岩溶溶洞等部位塌陷造成。它使煤层部分缺失代之以上复岩性堆积物。这些堆积物一般比煤的导电性好。图4-58为一实例。在总回风巷20点及切眼12点布置两个发射点，分别在4203回风巷及切眼测量。从曲线上可看到相对于正常场（图中圈点曲线）有明显场强降低段（虚线）。对两个发射点，异常段分别在2～28点之间和29至0点之间。经三个钻孔验证证实，所圈定的位置，基本正确。

例 2，探测小断层例。断层使煤层破碎充水，吸收增大。或者，在断层处，煤层与另



总回风巷
4203回风巷
切
眼
陷
落
柱
钻眼
4201
平面图例
1:2000
发:总回风巷20#点
收:切眼—4203回风巷
发:切眼12#点
收:4203回风巷—切眼
点号

图 4-58

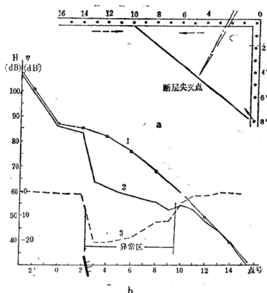


图 4-59

--盘煤层顶板或底板（吸收大）接触。图4-59由巷道发现的煤断层向煤层延伸情况一例。发射点在 8 号点处，测点在2～16号点见图4-59。结果发现，在2～10点之间场强降低，而10点以后又与正常场一致。这表明断层外延不远，在 8 、10两点的连线处尖灭。

思考题

1.分析基本波函数e^{jkr}的特性。

2.说明谐变场麦克斯威方程组的含义。

3.试推导(4-1)式。

4.分析(4-3)式的远区场

5.阐明波阻抗的定义。什么条件下波阻抗存在相位角？举例说明之。

6.用物理概念阐明偶极子的方向性特性。

7.推导 (4.4)式，举实例计算之。

8.列述α、β值的理论特性。

9.水的$\sigma=0.066$，计算$f=1$MHz和30MHz时的β值，并与简化式的计算结果相比较。

10.试分析并画出垂直极化波在界面两边的场方向图形。

11.列述岩石的反射系数的影响因素。

12.侧面波是如何形成的？有些什么特性？

13.用物理概念说明惠更斯费涅尔原理。

14.费涅尔带如何用来分析透视异常？举例说明。

15.列述公式 (4.18) 的使用条件。

16.推导 (4.19) 式，并改写场强为以dB/m表示的例子。

参 考 文 献

1 武汉地院地下物探教研室编 金属矿沾孔地球物理勘探 地质出版社 1980年

2 钻孔电磁波法编写组 钻孔电磁波法 地质出版社 1982年

3 王惠濂黄南晖 钻孔电磁波法理论基础武汉地质学院出版 1983年

4 Л.М.布列霍夫斯基著 相训仁译 分层介质中的波 科学出版社 1960年

5 王惠濂黄南晖 钻孔电磁波法探测的地表影响 物探与化探 第7卷6期 1983年

6 黄南晖王惠濂 高阻吸收地层中电磁波的导引 地球物理学报 第26卷增刊 1983年

7 Петровский А.Д. Попова А.А. Руководство по Радиоволновым Методом Скважинной Недра 1977

8 A.P.Annan Radio Interferometry Depth Sounding Part I Geophysics Vol.38.NO.3 1973

9 A.Bannos Dipole Radiation in The Presence of A Conducting Half Space 1966

10 顾德门 J.W.著 詹达三等译 付利叶光学导论 1968年

11 M.玻恩 E.沃耳夫著 黄乐天等译 光学原理科学出版社 1981年

12 武汉地质学院、物探所 双孔电磁波透视法模型实验报告（附图册）物化探研究报导 第5期 1980年

13 王惠濂 黄南晖 钻孔电磁波法模型研究结果 物探与化探 第1期 1980年

14 黄南晖 王惠濂 单孔电磁波干涉法的理论和应用 物探与化探 第2期 1979年

15 张子玲 钻孔电磁波法扩大应用后资料的处理和解释问题 物探与化探6卷2期 1982年

16 易永森 王惠濂 钻孔电磁波法探测铬铁矿的作用与效果 物探与化探6卷5期 1982

17 内蒙古地质局科技情报室编 地下物探经验汇编 地质出版社 1976年

18 煤炭工业部煤炭科学研究院重庆研究所 坑道无线电波透视法在我国煤矿地质中的应用 1984年

第五章 声 透 视 法

声透视法是对地下传播的声波进行探测的一种地下物探方法。与声波测井法不同，声透视研究的是两个钻孔之间岩石的声传播特性。声波在一个钻孔中发射，于另一个钻孔内接收。它要求有足够大的声发射功率和较高灵敏度的声接收。这一方法在苏联开展得较早，称之为“MAП”，根据被探测体的相对声能吸收能力来识别探测体。我国目前在水文、工程地质方面，已开始试用。

第一节 方法的物理基础

在测井教材声波测井一章中，已经讨论了声波传播方程和声波在界面附近的传播特性。这里需进一步阐述与声源辐射方式有直接联系的声场规律，其中主要是声源本身的特性和声压或声振幅离声源距离的变化特性。此外，还要论讨岩石的声波吸收特性。

一、脉动声球源的辐射

声透视的辐射源，例如电火花发生器，是一种利用电极间瞬间高压放电产生很大压力的气体，以冲击波形式，通过井液传向周围岩石空间的一种声振源。它可看成脉动小球源（或点源的组合）。小球源的球表面上各点，均作径向的同振幅同相位的振动。亦即，辐射的是波阵面呈球面的均匀球面波，其波动方程可写为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2}+\frac{2}{r}\frac{\partial p}{\partial r}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \tag{5.1}$$

p为声压、v为波速，令$Y=pr$，上式化为

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}=\frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} \tag{5.2}$$

按声源时间因子的规定，设$Y=Y(r)e^{-j\omega t}$，则上式变为

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}=\frac{(-j\omega)^2}{v^2}Y=-\frac{\omega^2}{v^2}=-k^2r$$

即

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial r^2}+k^2Y=0 \tag{5.3}$$

这个方程的形式与声波测井一章中见到的相同。其通解为

$$Y=Ae^{-j(\omega t-kr)}+Be^{j(\omega t-kr)}$$

于是

$$p=\frac{A}{r}e^{-(\omega t-kr)}+\frac{B}{r}e^{j(\omega t-kr)}$$

与一维波方程的解——平面波相比，多了一个$1/r$因子。这是一种随r的增大而减小的辐射场。上式中第一项是向外（$+r$向）发散的波，第二项则为向内（$-r$向）会聚的波。在均匀无限介质中，只有第一项而无反向的反射波。这样，均匀无限介质中，脉动球源声场

的一般形式为

$$p = \frac{A}{r} e^{-j(\omega t - kr)} \tag{5.4}$$

可以证明，当$kr_0 \ll 1$时(r_0为球源的半径)，常数$|A| = \delta\omega r_0^2 u_A$。这是一个反映源性质的常数。$u_A$为球源表面上的振动速度；$\delta$为球源所在介质的密度；$\omega$为振动角频率。可见，振动频率一定、振动速度一定时，A值一定。如果振动速度一定，对于同一位置r来说，源的频率提高或小球半径加大，均使辐射声压加大。这表明了提高源辐射能力的途径。描述声源辐射特性的另一个物理量是辐射阻抗。它是声源辐射的声场对声源本身的反作用，表现在增加了辐射体的振动阻尼和增加了辐射体的附加质量。既然辐射阻抗是由辐射体辐射声波所引起，那么显然，辐射阻抗越大，就表示向周围介质中辐射声波的能量愈大，因此，辐射阻抗可用以表征辐射源辐射声功率的大小。

除点声源这一理论模型外，尚有声偶极源及其他类型的源。它们虽然复杂多样，但声辐射的基本规律还是相似的。其中声偶极源是相位相反的两个点源组成，因而对不同方向，声辐射是不同的，即声偶极源具有方向性，其方向图呈“8”字形，这是与脉动球源的一个重要不同之处。

二、岩石中声波的吸收

以上，是理想介质的情形，不考虑能量的损耗。但实际的地下岩石中，声波的传播，会出现能量随距离衰减的“吸收”现象。

引起介质，声波吸收的原因很多。在纯介质中，产生声波吸收的原因是介质的粘滞，热传导和质点的弛豫效应*等。

以液体为例，当粘滞介质中相邻质点的运动速度不相同时，它们之间产生内摩擦力即粘滞力F_η，此力与速度梯度成正比，即

$$F_\eta = \eta \frac{\partial v}{\partial x}$$

此处v指质点振动速度，η称为粘滞系数，一般，它由切变粘滞系数η'与容变粘滞系数η''两部分组成。常写做$\eta = \frac{4}{3}\eta' + \eta''$。如果讨论平面波的一维情况，此时波方程（以质点位移ξ描述）为

$$\delta \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \overline{\underline{K}}_s \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \eta \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right) \tag{5.5}$$

式中$\overline{\underline{K}}_s$为体弹性系数（见地球物理测井教材）。这方程与原平面波的一维波方程

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\overline{\underline{K}}_s}{\delta}\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \tag{5.6}$$

相比，多了一项$\eta \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial \xi}{\partial t}\right)$。若声源时间因子为$e^{-j\omega t}$，则此项即为

*质点的弛豫过程是质点的平衡状态受外界过程(如声波)扰动所破坏而建立新平衡的过程。这里所说的平衡，是指分子移动和转动的能量(外自由度能量)以及振动能量(内自由度能量)之间的能量分配和再分配。建立新平衡所需的时间，称弛豫时间。在弛豫过程中，产生有规声振动转变为无规热运动的附加能量耗散，从而引起声波的附加吸收。当声振动的周期与弛豫时间具有相同数量级时，这种吸收就很大。

$\eta\frac{\partial^2}{\partial x^2}(-j\omega\xi) = -j\omega\eta\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2}$。于是方程可写为

$$\delta\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = (\underline{\overline{K}}_s - j\omega\eta)\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} \tag{5.7}$$

或

$$\delta\frac{\partial^2\xi}{\partial t^2} = \underline{\overline{K}}\frac{\partial^2\xi}{\partial x^2} \tag{5.7'}$$

式中 $\underline{\overline{K}} = \underline{\overline{K}}_s - j\omega\eta$。此方程的通解则为

$$\delta = (Ae^{jk'x} + Be^{-jk'x})e^{-j\omega t} \tag{5.8}$$

此处传播常数k'显然是

$$k' = \frac{\omega}{v} = \omega\sqrt{\delta/\underline{\overline{K}}} = \omega\sqrt{\delta/(\underline{\overline{K}}_s - j\omega\eta)} \tag{5.9}$$

类似于电磁波，在无吸收介质中，$v = \sqrt{\underline{\overline{K}}/\delta}$，其中$\underline{\overline{K}}$是实数；但在吸收介质中，$\underline{\overline{K}}$则是复数。因而这里，$k'$亦为复数。设$k' = \alpha + j\beta$，可解得

$$\begin{aligned} \alpha &= \omega^2 H\sqrt{\delta/[2\underline{\overline{K}}_s(1+\omega^2H^2)(\sqrt{1+\omega^2H^2}-1)]} \\ \beta &= \omega\sqrt{\delta(\sqrt{1+\omega^2H^2}-1)/2\underline{\overline{K}}_s(1+\omega^2H^2)} \end{aligned} \tag{5.10}$$

式中 $H = \eta/\underline{\overline{K}}_s$。类似于电磁波，$\alpha$可称为相位系数，它决定波程的相位，或者说，它决定波速；β称做吸收系数，它反映了波幅的指数衰减的程度。可以看出，这两个系数与介质性质（体弹性系数密度）的关系甚复杂，它们还与源的频率有关。当$\omega H \ll 1$时，α、β值可以简化

$$\alpha \approx \omega\sqrt{\delta/\underline{\overline{K}}_s}$$

$$\beta \approx \frac{\omega^2 H}{2}\sqrt{\delta/\underline{\overline{K}}_s} = \frac{\omega^2\eta}{2v^3\delta}$$

一般声学问题，是在这一条件下研究的。岩石介质应具有粘滞性质，因为它含有地层水（包括非渗透性岩石中的原生水）或其他流体（如石油）。

介质的热传导吸收，是由于介质具有导热性质（岩石亦然）引起的。当声波通过介质时，体积元在压缩时温度升高、膨胀时温度降低，形成压缩区和膨胀区之间的温度梯度，并导致部分热量从温度高的区域流向温度低的区域。由于一般介质中，这个过程是不可逆的，于是在发生机械能转化为热能时引起声能的热传导吸收。理论计算表明，介质的热传导吸收系数为

$$\beta\mathscr{K} = \frac{\omega^2\mathscr{K}}{2\delta v^3}\left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p}\right) \tag{5,11}$$

式中 $\mathscr{K}$为导热系数；C_v、C_p为定容、定压热容量。可以看出，$\beta\mathscr{K}$也是与ω^2成正比、与v^3成反比（此处v为波速）。这样，以上两种原因引起的总吸收系数可写为

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\delta v^3}\left[\frac{4}{3}\eta' + \eta'' + \mathscr{K}\left(\frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_p}\right)\right] \tag{5.12}$$

这就是声波吸收系数的经典公式——“斯托克司克希霍夫公式”。对于液体，两项吸收中，

粘滞吸收比热传导吸收要大得多。

以上结果，与实验值相比，总是较小，甚至小很多。这是由于尚存在介质的弛豫吸收之故。若考虑这一因素，声波吸收系数可写为

$$\beta=\frac{\omega^2}{2\delta v^3}\left[\frac{4}{3}\eta'+\mathscr{K}\left(\frac{1}{C_v}-\frac{1}{C_p}\right)+\frac{\eta_0}{1+\omega^3\tau'}\right] \qquad (5,13)$$

式中 $\tau'=\tau\dfrac{C_{va}}{C_v}$。$\tau'$为弛豫时间；$C_{va}$为相应于振动部分的热容量；由于$\eta''$与$\omega$的关系为$\eta''=\eta_0''/(1+\omega^2\tau^2)$，故当$\omega^2\pi^2\ll1$时，$\eta''\approx\eta_0''$。

岩石的声吸收原因是很复杂的，还未能有明确的理论加以阐明。当理论上和实际上研究介质的吸收问题时，常常只是简单地以复传播常数代替实传播常数，而吸收系数的值，则采用实验测定的办法获得。

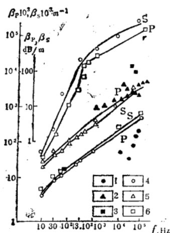


图 5-1

1.含水砂实　4.含水计
2.含油砂测　5.含油算
3.含气砂的　6.含气的

图5-1为岩石吸收系数与频率关系的计算和实测结果的比较一例。这是不同充填物的砂层（充水、充油、充天然气），β_P为纵波的吸收系数；β_S为横波的吸收系数。可以看出声吸收系数与频率的关系明显。计算的结果（白色符号）表明了：对于纵波，含油砂层的吸收系数比含水砂层的大，而以含气砂层为最大；对于横波，则情形相反，含水砂层的吸收系数最大，含油的次之，含气的最小。但是实测结果（黑色符号）与计算结果的差别较大，实测结果表明，含气砂层具有较大的吸收系数，含油者次之，含水的砂层吸收系数最小，它们均表明了类似的与频率的关系。图5-2为泥质含量和纵、横波吸收系数的关系。由图可见，随着泥质含量的增加，吸收系数值增加。图5-3为碳酸盐岩石中孔隙率与吸收系数的关系，孔隙率增大吸收系数的升高可解释为增加了导热系数。

实测数据表明，各种岩石的声吸收系数的变化范围，其相对值大于波速的变化，而且，岩石对横波的吸收要比纵波大。例如，一般岩石的波速约在400～5000m/s，但吸收系数则变化于0.001～0.3Np/m之间，相对变化可达数百倍。岩石的这一性质，有利于更好地利用它区分岩性。

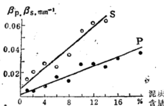


图 5-2

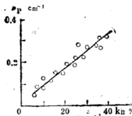


图 5-3

岩矿石的声吸收系数资料，目前还不多。下表列出了部分的不完全测值。大致的规律

是：火成岩的吸收系数较小，大部分火成岩均在0.01Np/m附近；沉积岩吸收系数较大，其中，粘土最大，可达1.38Np/m；碎屑沉积岩吸收系数也大，砂岩可达1.5Np/m以上；碳酸盐岩石稍小，水化沉积岩石最小，如岩盐为0.04Np/m。可以认为，不均匀岩石中，颗粒组分越粗，并且压实或胶结程度越差，对纵波的衰减影响就越甚。岩石中不均匀性越甚，例如含有其他矿物、矿石组分、杂质或含有小裂缝等，对声波的衰减也越大。

表 5-1

岩石名称	β_P(Np/m)	f(kHz)
花岗岩	0.01	25～30
石英岩		
辉绿岩		
玄武岩		
砂岩	1.1～1.6	17～20
细砂岩	0.8～1.2	
粘土	1.38	14～18
泥岩	0.9～1.1	
灰岩	0.2～0.6	20～30
白云岩	0.4	
石膏	0.04	19～23
岩盐		
铬铁矿	0.05～0.08*	3.3
蛇纹岩	0.02～0.03*	
铜锌矿	0.04～0.06*	1.65
磁铁矿	0.05～0.1*	
辉绿玢岩	0.01～0.025*	

（根据〔2〕。*为视吸收系数）

第二节　工作方法和技术

一、探测原理和仪器原理

声波透视是利用两个钻孔进行探测工作的，它可以用固定频率在一个钻孔中发射连续的正弦声波，而在另一个钻孔中记录声压信号的强度；或者，也可以在一个钻孔中分别发射不同频率的脉冲（一段正弦载波）声波，在另一个钻孔中记录声压幅度以及纵波和横波在钻孔间传播的时间，由此了解两个钻孔之间的声吸收较高的地段：矿体、溶洞、裂隙发育带等等。

进行声透探测的仪器，国内外已有一些型式。这里仅介绍苏联MП-2井间声波透视仪原理。这是全苏勘探地球物理研究所哈萨克分所研制的。它的声发射系统是一磁致伸缩发声器。工作频率有两个：2.00和3.65kHz。每秒发射6.22次，每次的延续时间为载波（2或3.65kHz）的10个周期。

MП-2仪的接收器用水声器（ЦTC13/1）。它是瓷压电转换器。讯号在岩石中传播，通过钻孔泥浆到达接收器。经井下放大器送至地面，然后分两路：一路经地面放大器1见图5-4与“比较脉冲”（由2产生）一起进行发射，起始时间t_0和幅度的比较如图5-5，这

是由整流器 3 的输出端经拍频后送入示波器 4 来显示的。整流器 3 的工作由触发器 5 控制。由井下传来的讯号另一路进入鉴别器 6，它在讯号到达时产生一脉冲，送至时间测量器 7，使讯号进入的瞬间停止记录，以获得发射瞬间到讯号初至瞬间的时间间隔。时间测量器 7 的工作，是利用离散计数的办法，把脉冲发生器 2 产生的脉冲电压分段，转换成时间间隔以测量时间。接收部分的同步，由来自发射部分的地面仪器中的脉冲发生器 9 控制，它控制接收部分的延迟线路 8 、测量器 7 和触发器 5 。

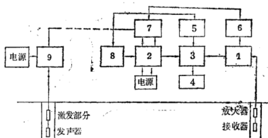


图 5-4

图5-5为该仪器示波显示记录一例。t_0为供比较用的时间起始脉冲。第一个记录脉冲（一段正弦载波）是发射后13.3ms以3760m/s 的速度到达接收器的纵波；第二个记录脉冲对应于纵波经岩石中反射面的反射后到达的反射波；第三个记录脉冲是经过21.5ms到达接收器的横波。如改变发射频率和发送延续时间，就可以记录井距较小条件下的各个波，并且从时间上把它们分开。所记录的各脉冲幅度，反映了声压幅度，测量其大小，就可了解波的衰减程度。

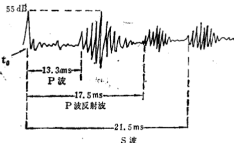


图 5-5

MΠ-2声透视仪的井下仪器，直径为52 mm，全套仪器重约80kg。我国在79年研制的SYT-1声透视仪，配合DHH-1电火花发射源，其声穿透能力在玄武岩中（波速为4300～4700m/s）为73m。

二、现场工作方法

声透视的现场工作方法，主要决定于声透视资料解释的要求。就目前来说，较重要的有如下几个方面。

1.测定声透视剖面的正常径向速度和剖面上各种岩性的吸收系数。可对岩芯标本进行测定来求得。但为了获得地下真实条件的值，前一参数可利用声速测井曲线来确定；后一参数的确定，需选择工作地区适当范围的均匀地段，进行实地测量。可以利用球源的辐射公式，以两个距离测值之比来求吸收系数。

2.选择频率，以减小钻孔影响。对于波长（泥浆中的）可以和钻孔直径大小相比拟的频率，钻孔对透视测量的影响较大。模型实验资料表明，应使$\lambda>5d$（λ为泥浆中声波波长。d为钻孔直径），才能减弱钻孔影响。因此，若按清水中声波速度为1483m/s计算，对100mm直径的钻孔，声源频率应小于3000Hz。

3.选用不同的频率，以减小剖面中层状不均匀性（例如层理）对透射波射线方向的影响。透视剖面中存在层状不均匀的垂向速度时，透射波的射线在透过这些“层”时，将因折射而使方向改变。利用直透射线做交会解释，显然会得出不正确的结果。一般地说，要

校正射线的这种方向改变，以确定整条射线的实际轨迹，是比较困难的。实验表明，对于大的入射角，在高速层中，折射角与h/λ值有关（h为不均匀“层”的厚度，λ为“层”中波长）：当$h/\lambda \leqslant 0.2$时，透过波不受层影响，即射线按原直线方向；当$0.2 \leqslant h/\lambda < 0.5$时，以横波形式通过该层，即射线折向法向，偏离原射线方向；当$h/\lambda \geqslant 1.5$时，射线可按介质分界面上的波传播特性，来处理两个界面对射线的影响。因此，当h不大时，射线方向的改变是很小的。可以采用两种不同的频率，以改变波长或h/λ值，观测声波的初至时间，加以比较来了解“层”的影响。当两种频率的声波初至时间相同时，就表示射线行径一致，不受“层”的影响。这时，可以选用两个频率中的任一个进行声透视工作，且可以放心地采用交会法来圈定异常位置。为了确定剖面的垂向速度的不均匀性，应配合声速测井工作。根据声透视的两个钻孔中声速测井曲线所划分的不均匀层的不均匀程度，来估计所应采取的措施。

4. 选择合适的探测区段。当剖面上$\frac{dv}{dz} \neq 0$（不沿铅垂方向，一般即钻孔方向）时，将影响射线的方向，使之变弯曲。此时，就需选择合适的探测区段，使声透视工作处于$\frac{dv}{dz}$值不大的区段。为此，事先也需要进行声速测井工作，根据声速测井曲线的形态，选择透视工作的井段。

5. 必须进行声速测井工作。它不仅对于了解工作地区的纵向声速及其变化是有用的，而且也可提供声速的横向变化资料。对于声透资料做正确的解释，这是一项重要的工作。

第三节　应　　用

一、金属和非金属矿方面的应用

用射线交会法、视吸收系数（或视速度）剖面法或等值线法，可在透视剖面上，划分出吸收系数大于围岩的金属矿体，确定它们的位置和形态。在苏联，已对铬铁矿（矿视吸收系数为0.05～0.08Np/m、围岩视吸收系数为0.04～0.06Np/m，工作频率为3300Hz，孔距200m）用声透资料，明显而单一地划分出地表高吸收带以下埋藏的铬铁矿的矿体轮廓；用声透了解孔间黄铜矿层的对比情况及进一步查明矿体形态；了解闪锌矿、磁铁矿，在孔间矿层对比和查明矿体形态及边界方面，效果明显。苏联还采用1650Hz的工作频率，使透距超过200m；利用声透方法，在煤田的小构造、地层断裂的确定等方面，取得了较好的效果。

图5-6为声透视用于金属矿的几个例子，(a)为铬矿一例。这是三种频率的同步测量结果。均在50m左右的深度上，看到声幅显著上升，它反映了矿体的最下界。矿体的上界由于上方围岩强烈风化和充水，使声幅降低而无法与矿体分开。(b)图是含铜黄铁矿一例。用两种频率作同步测量，也清楚地看到了矿体的上界部位。图(c)系一多金属矿的例子。这是分别在两孔中做定点发射和定点接收测量的结果。定点位置在两孔见到蚀变带的大致中部深度部位上。图上都看到了相对于正常场($A_{计}$)的声幅降低部位。这正是蚀变带中的矿体所在部位。

图5-7为在石英脉型矿床的声透实例。按正常规律，石英脉似乎可以根据纵波径向速

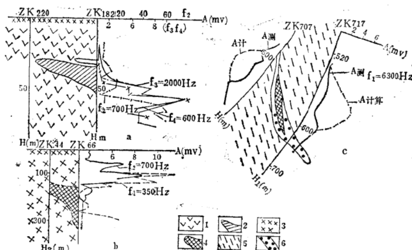


图 5-6

矿床：(a)—铬矿，(b)—含铜黄铁矿，(c)—多金属矿；1—蛇纹石化纯橄榄岩；2—铬铁矿体；3—辉绿岩；4—硫化金属矿体；5—残斑变岩；6—热液蚀变岩石。

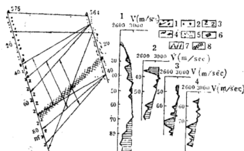


图 5-7

1—疏松沉积物；2—石英细脉；3—英安岩；4—流纹岩的凝灰岩；5—硅化凝灰岩；6—石英脉；7—透视的扇形区和条带；8—根据透视资料石英脉的位置；1—4纵波径向速度图

度的加大，从围岩中划分出来。实际上，由于石英脉带是由相互靠近，大致平行交叉的细脉组成，一般受过明显的构造作用，故它是一个吸收加剧、波能量发生散射的低速体。图中564孔在28～30m深度处，穿过石英脉，575孔在29～40m深度处打到石英细脉，下部未见石英脉或矽化岩石。为确定564孔见脉空间的延伸位置，首先在564孔的1号点作定点透视，得到两个异常：上部的一个，对应于石英细脉发育区；下部的一个，则解释为564孔石英脉的延伸位置。为进一步证实这一解释，又做了三种斜同步见图中2、3、4，其结果都与前面解释一致。石英脉向575孔方向延伸约600m，差一点就到钻孔壁了。如果用通常勘探方法，要获得这些结果，至少还需打两个钻孔。

二、水文地质和工程地质方面的应用

声透视法用于水文、工程地质方面，目前的主要内容是划分出剖面中的岩溶发育地段和查明破碎带、断层面等构造问题。实际资料表明，在岩溶地段上吸收系数要增大1.5～2倍；纵波速度要低10～15%。这样，根据高吸收区域或低速带，就可以结合地质资料圈出岩溶或破碎区域。图5-8为一工程声透实例。这是一个成果图。图上画的是速度等值线。以4号孔为中心，对周围各孔分别透视，将所得之速度值，以径向刻度标在透射线上。结果，在1号、16号、15号孔这一扇形范围内，看到速度显著减小。这现象可解释为岩溶发

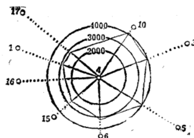


图 5-8

育区域，这一结果与工程地质详查的结果一致。

规则的破碎带，例如，破碎带形成规则的面，是常见现象。对于这种情形，声透视可以利用反射波来查明。根据声透视资料关于钻孔间剖面上洞穴、破碎带的了解和声波测井资料关于工程地质岩体分类参数的计算结果，可为工程设计提供洞室、基础、边坡等参数；在工程勘探阶段，可提供厂基、坝基、桥基、路基等有关地质参数。

思考题

1.写出脉冲小球源的辐射声场的模值（k为复量）。

2.试由（5.3）式导出偶极源的辐射声场的模值公式。将所得结果与上题的结果作比较。

3.介质的粘滞、热传导和弛豫效应如何造成声波的吸收？

4.试用物理概念说明（5.13）式。

5.岩石对声波的吸收影响有那些因素？

6.试根据第1题导出的公式，推导两个不同距离的β实测公式。

7.试估计用МП-2仪探测时，泥浆孔对声波的影响程度（设孔径为90mm，泥浆的声速按平均值估计）。

参 考 文 献

1.杜功焕等编著，声学基础，上海科技出版社，1981年。

2.武汉地院金属物探教研室，地下物探译文集，1976年。

3.吴庆曾，我国岩体声波探测技术的研究及应用现状，应用光学，第一卷，NO.3，1982年。

4. Б. Н. Ивакин, Е.В.Карус, О. Л.Кузнецов, Акустический Метод исследования скважин, 1978.

5.В.С.Комаров, Геофизическая Аппаратура вып.64, 1978.